

TAMR-Effekt beim Tunneln durch einkristalline GaAs-Barrieren



Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
der Fakultät für Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von
Michael Lobenhofer
aus
Regensburg

Juli 2012

Die Arbeit wurde von Prof. Dr. Dieter Weiss angeleitet.

Das Promotionsgesuch wurde am 27.06.2012 eingereicht.
Das Promotionskolloquium fand am 28.01.2013 statt.

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Gunnar Bali

1. Gutachter: Prof. Dr. Dieter Weiss

2. Gutachter: Prof. Dr. Jaroslav Fabian

weiterer Prüfer: Prof. Dr. Franz J. Giessibl

Inhaltsverzeichnis

EINLEITUNG	1
1. GRUNDLAGEN.....	5
1.1 Tunneln im freien Elektronen Modell.....	5
1.1.1 Strom-Spannungs-Charakteristik.....	6
1.1.2 Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms.....	9
1.2 Bandstruktureffekte beim Tunneln	10
1.2.1 Komplexe Bandstruktur.....	11
1.2.2 Einfluss der Grenzflächen.....	14
1.3 Spinabhängiges Tunneln.....	15
1.3.1 Erste Experimente zum spinabhängigen Tunneln.....	16
1.3.2 Das Julliere-Modell.....	17
1.4 Der TAMR-Effekt	19
1.4.1 TAMR in (Ga,Mn)As-basierten Tunnelstrukturen.....	21
1.4.2 TAMR in Fe/GaAs/Au.....	23
1.5 Charakterisierung der verwendeten Materialsysteme	31
1.5.1 Wachstum und magnetische Eigenschaften von Fe auf GaAs.....	32
1.5.2 Wachstum und magnetische Eigenschaften von FeCo auf GaAs	34
1.5.3 Wachstum und magnetische Eigenschaften von FePt auf GaAs	36
2. PROBENHERSTELLUNG UND MESSVERFAHREN	39
2.1 Das EBASE-Verfahren	39
2.2 Messtechnik.....	43

3.	MESSERGEBNISSE UND DISKUSSION.....	47
3.1	TAMR-Effekt in Fe/GaAs/Au.....	47
3.1.1	Strom-Spannungs-Charakteristik	48
3.1.2	Magnetfeldsweeps entlang verschiedener Richtungen.....	49
3.1.3	In-plane TAMR-Effekt.....	52
3.1.4	Spannungsabhängigkeit des in-plane TAMR	55
3.1.5	Temperaturabhängigkeit des in-plane TAMR.....	59
3.1.6	Magnetfeldabhängigkeit des in-plane TAMR.....	62
3.1.7	Temperaturabhängige Messung der Magnetfeldabhängigkeit des in-plane TAMR.....	70
3.1.8	Out-of-plane TAMR-Effekt.....	72
3.2	TAMR-Effekt in FeCo/GaAs/Au.....	77
3.2.1	Strom-Spannungs-Charakteristik	78
3.2.2	Magnetfeldsweeps entlang verschiedener Richtungen.....	79
3.2.3	In-plane TAMR-Effekt.....	81
3.2.4	Spannungsabhängigkeit des in-plane TAMR	83
3.2.5	Temperaturabhängigkeit des in-plane TAMR.....	86
3.2.6	Magnetfeldabhängigkeit des in-plane TAMR.....	88
3.2.7	Temperaturabhängige Messung der Magnetfeldabhängigkeit des in-plane TAMR.....	90
3.2.8	Out-of-plane TAMR-Effekt.....	92
3.3	TAMR-Effekt in FePt/GaAs/Au	95
3.3.1	Strom-Spannungs-Charakteristik	95
3.3.2	Magnetfeldsweeps entlang verschiedener Richtungen.....	96
3.3.3	In-plane TAMR-Effekt und Spannungsabhängigkeit	97
3.3.4	Temperaturabhängigkeit des in-plane TAMR.....	99
3.3.5	Magnetfeldabhängigkeit des in-plane TAMR.....	100
3.3.6	Out-of-plane TAMR-Effekt.....	102
	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK.....	107
A	Prozessdokumentation.....	113
	LITERATURVERZEICHNIS.....	121

Einleitung

Das Thema der vorliegenden Arbeit ist im Forschungsbereich der Spintronik angesiedelt. Ziel der Spintronik ist es einerseits Wege zu finden, die elektronischen Eigenschaften von Bauelementen durch den Spin der Ladungsträger bzw. externe Magnetfelder zu steuern. Andererseits versucht man auch umgekehrt den Spin bzw. die magnetischen Eigenschaften durch elektrische Ströme bzw. Felder zu beeinflussen. Letztendlich wird nach Möglichkeiten gesucht, die bestehenden, rein auf der Ladung der Elektronen basierenden, elektronischen Bauelemente durch die zusätzliche Ausnutzung des Spin-Freiheitsgrads in ihrer Funktionsweise und ihren Leistungsdaten zu verbessern.

Eine Möglichkeit die Transporteigenschaften von Elektronen durch externe Magnetfelder zu verändern, liegt in der Ausnutzung von magnetoresistiven Effekten. Der prominenteste Vertreter unter diesen ist der GMR-Effekt (Giant Magneto Resistance), der 1988 von Peter Grünberg am Forschungszentrum Jülich und Albert Fert an der Université Paris Sud entdeckt wurde [1,2]. Im Jahr 2007 wurden sie dafür mit dem Nobelpreis ausgezeichnet. Der GMR tritt in Schichtsystemen auf, welche aus ferromagnetischen und nichtmagnetischen Metallschichten aufgebaut sind. Es zeigt sich, dass der Widerstand in diesen Strukturen stark von der relativen Orientierung der Magnetisierung in den ferromagnetischen Schichten abhängt. Enorme technische Bedeutung hat der GMR in der Computerindustrie, wo dieser in Leseköpfen von Festplatten Verwendung findet.

Ersetzt man die nichtmagnetischen Schichten, durch welche die ferromagnetischen Schichten bei den Experimenten zum GMR-Effekt voneinander getrennt sind, durch eine dünne Isolatorschicht (im Bereich weniger nm), ist der Transport zwischen den beiden ferromagnetischen Elektroden nur durch quantenmechanisches Tunneln möglich. Man spricht bei einer derartigen Struktur von einem sogenannten magnetischen Tunnелеlement (engl.: Magnetic Tunnel Junction, kurz: MTJ). Auch hier kann ein magnetoresistiver Effekt nachgewiesen werden, der erstmals 1975 von Julliere beobachtet

wurde [3]. Man spricht hierbei vom TMR-Effekt (Tunneling Magneto Resistance). Auch hier hängt der Widerstand der Struktur von der relativen Ausrichtung der Magnetisierung der beiden ferromagnetischen Schichten ab. Im Falle paralleler Ausrichtung ergibt sich ein minimaler Widerstand, während bei antiparalleler Ausrichtung ein Maximum des Tunnelwiderstands auftritt. Eine mögliche technische Anwendung liegt in magnetischen Speicherelementen von Computern, sogenannten MRAM-Elementen (Magnetic Random Access Memory). Der Vorteil gegenüber herkömmlichen RAM-Bausteinen ist, dass diese nicht-flüchtig sind, das heißt sie behalten gespeicherte Informationen auch dann bei, wenn die elektrische Versorgung unterbrochen wird.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird ein weiterer magnetoresistiver Effekt untersucht, der beim Tunneln beobachtet werden kann. Es handelt sich hierbei um den sogenannten TAMR-Effekt (Tunneling Anisotropic Magneto Resistance). Dieser wurde erstmals im Jahr 2004 von Gould et al. beobachtet [4]. Der Vorteil gegenüber dem TMR-Effekt ist, dass zur Beobachtung des TAMR nur eine ferromagnetische Elektrode benötigt wird. Als zweite Elektrode kann eine nichtmagnetische Metallschicht verwendet werden. Der Tunnelwiderstand ist folglich nicht mehr von der relativen Magnetisierungsausrichtung zweier magnetischer Schichten zueinander, sondern von der absoluten Ausrichtung der Magnetisierung einer einzigen magnetischen Schicht abhängig. Als ferromagnetische Elektrode wurde für die Experimente von Gould et al. der verdünnt magnetische Halbleiter (Ga,Mn)As verwendet. Da die Curie-Temperatur, unterhalb derer Ferromagnetismus auftritt, bei (Ga,Mn)As weit unter Raumtemperatur liegt, ist aus den Experimenten wohl keine direkte technische Anwendung möglich. Um dies zu realisieren, ist es notwendig, konventionelle Ferromagneten zu verwenden. Von Moser et al. wurde beim Tunneln durch eine einkristalline GaAs-Barriere zwischen einer ferromagnetischen Fe- und einer Au-Elektrode der TAMR-Effekt nachgewiesen [5]. Durch die Verwendung einer Fe-Elektrode bzw. im Allgemeinen eines Ferromagneten mit $T_c > RT$ sollte es im Prinzip möglich sein, den TAMR-Effekt auch bei Raumtemperatur zu beobachten, was eine technische Anwendung denkbar machen würde.

Die vorliegende Arbeit untergliedert sich in drei Teile. In Abschnitt 1 werden zunächst die zum Verständnis der verwendeten Tunnelstrukturen und der durchgeführten Experimente notwendigen Grundlagen vermittelt. Der Schwerpunkt ist hierbei dem TAMR-Effekt in verschiedenen Materialsystemen gewidmet. Insbesondere wird auf die zugrundeliegenden Mechanismen des TAMR-Effekts eingegangen. Das Hauptaugenmerk liegt auf der Darstellung eines theoretischen Modells von Matos-Abiagaue et al., welches zur Beschreibung des TAMR in Fe/GaAs/Au dient [5,6,7]. Als Ursache des TAMR-Effekts wird im Rahmen dieses Modells die Interferenz von Bychkov-Rashba-

und Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung an der Fe/GaAs-Grenzfläche und innerhalb der GaAs-Barriere diskutiert. Anschließend werden in Abschnitt 2 die Schritte zur Herstellung der verwendeten Tunnelstrukturen und der verwendete Messaufbau dargestellt. Der Hauptteil der vorliegenden Arbeit ist in Abschnitt 3 zu finden. Hier werden die durchgeführten Experimente und die daraus gewonnenen Messergebnisse erläutert. Zunächst wurden im Rahmen der Arbeit, ähnlich wie von Moser, Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen bezüglich des TAMR-Effekts untersucht. Es wurde die Abhängigkeit des TAMR von zahlreichen äußeren Parametern untersucht. Beispielsweise konnte erstmals in Fe/GaAs/Au ein TAMR-Effekt bei Raumtemperatur nachgewiesen werden. Die Messergebnisse wurden anhand des theoretischen Modells zum TAMR in Fe/GaAs/Au interpretiert und größtenteils mit zugehörigen Modellrechnungen verglichen. Besonderheiten ergaben sich im Speziellen bei der Untersuchung der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR und des out-of-plane TAMR. Um die im Zusammenhang stehenden Phänomene zu interpretieren, musste das theoretische Modell erweitert werden, was in den jeweiligen Abschnitten dargestellt ist. Da das Modell grundsätzlich auf alle Tunnelstrukturen mit Barrieren, welche in Zinkblendestruktur kristallisieren, anwendbar sein sollte [6], wurde im weiteren Verlauf der Arbeit der TAMR ebenfalls in FeCo/GaAs/Au- und FePt/GaAs/Au-Tunnelementen untersucht. Die Messungen wurden mit denen für Fe/GaAs/Au verglichen und bezüglich charakteristischer Merkmale überprüft, welche die Anwendbarkeit des theoretischen Modells von Matos-Abiague et al. auf verschiedene Materialsysteme mit Zinkblende-Barriere bestärken, unabhängig von der verwendeten ferromagnetischen Elektrode.

1. Grundlagen

Dieser Abschnitt enthält die wichtigsten physikalischen Grundlagen des Tunnelns in Metall/Isolator/Metall-Strukturen. Es werden im Besonderen diese erläutert, welche zur Diskussion der in Abschnitt 3 dargestellten Experimente notwendig sind. Zunächst wird auf die grundlegende Physik magnetischer Tunnelemente eingegangen. Der Hauptteil dieses Abschnitts ist dem TAMR-Effekt gewidmet. Hierbei werden sowohl im Zusammenhang stehende Experimente anderer Gruppen, als auch ein theoretisches Modell dargestellt, welches die Ursache des TAMR in den untersuchten Strukturen der vorliegenden Arbeit aufklären soll. Schließlich werden noch charakteristische Materialeigenschaften der untersuchten Systeme gezeigt.

1.1 Tunneln im freien Elektronen Modell

Der Tunneleffekt ist ein reines Quantenphänomen, das es einem atomaren Teilchen erlaubt, eine im klassischen Sinne unüberwindbare Potentialbarriere zu überwinden, falls diese dünn genug ist. Typischerweise liegen die Dicken von Tunnelbarrieren im Bereich weniger nm. In den verwendeten Tunnelstrukturen ist es den Elektronen dadurch möglich, die zwischen zwei Metallelektroden liegende isolierende Barriere zu durchtunneln, wodurch ein elektrischer Stromfluss hervorgerufen wird. Zur Veranschaulichung dieses Phänomens betrachtet man die Wellenfunktion eines auf eine Potentialbarriere auftreffenden Elektrons, wie sie in Abbildung 1.1 (a) skizziert ist. Während ein Großteil der Intensität an der Barriere reflektiert wird, dringt ein Teil in die Barriere ein, wo dieser exponentiell abklingt. Ein Teil der Intensität ist auf der gegenüberliegenden Seite der Barriere noch vorhanden, was bedeutet, dass das Elektron eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit auf dieser Seite besitzt und somit die Barriere überwinden kann.

Die folgenden Abschnitte beschränken sich auf die wesentlichen Grundlagen zum Tunneln in Metall/Isolator/Metall-Strukturen. Weitaus umfassendere Abhandlungen

hierzu finden sich beispielsweise in [8,9]. Im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit wird zunächst auf die charakteristischen Transporteigenschaften von Tunnelstrukturen eingegangen. Hierfür werden theoretische Rechnungen gezeigt, anhand deren der Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie eines Tunnelelements modelliert werden kann. Schließlich wird ebenfalls der Effekt einer Temperatur $T > 0$ auf den Tunnelstrom diskutiert.

1.1.1 Strom-Spannungs-Charakteristik

Zur Berechnung des Tunnelstroms in planaren Tunnelkontakten, wie sie in der Arbeit verwendet wurden, geht man von elastischem Tunneln durch eine eindimensionale, zunächst rechteckige Barriere aus. Die Reduktion auf ein eindimensionales Problem ist hierbei gerechtfertigt, da das zu durchtunnelnde Potential näherungsweise räumlich invariant entlang der Struktur ist [10]. Zur Beschreibung der beiden Metallelektroden dient das Modell freier Elektronen, weshalb in diesem Bereich für das Potential $V = 0$ gilt [10]. Für die Höhe der Potentialstufe wird $V = V_0$ gesetzt.

Zur Bestimmung der in Abbildung 1.1 skizzierten stationären Gesamtwellenfunktion wird die stationäre Schrödingergleichung

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right) \Psi_i = E \Psi_i \text{ mit } i = \text{I, II, III} \quad (1.1)$$

in den drei Teilgebieten I, II und III gelöst und die Lösungen an den Grenzflächen stetig angepasst. Für die Wellenfunktionen in den drei Teilgebieten ergeben sich folgende Ansätze:

$$\Psi_{\text{I}} = e^{ikz} + Ae^{-ikz} \quad (1.2)$$

$$\Psi_{\text{II}} = Be^{-\kappa z} + Ce^{\kappa z} \quad (1.3)$$

$$\Psi_{\text{III}} = De^{ikz} \quad (1.4)$$

mit dem Elektronen-Wellenvektor $k = \sqrt{2mE/\hbar^2}$ und der Dämpfungskonstante $\kappa = \sqrt{2m(V_0 - E)/\hbar^2}$. Aus den Anschlussbedingungen an den Potentialsprüngen bei $z = 0$ und $z = d$ ergeben sich die fehlenden Koeffizienten A , B , C und D . Die Transmissionswahrscheinlichkeit T kann aus der Beziehung $T = |D|^2$ bestimmt werden [10].

Im Folgenden nimmt man an, dass von links nach rechts getunnelt wird und eine positive Spannung U am Tunnelelement anliegt, welche das rechte Fermi-niveau um eU absenkt (vergleiche Abbildung 1.1(b)). Für den Tunnelstrom ergibt sich dann [10]:

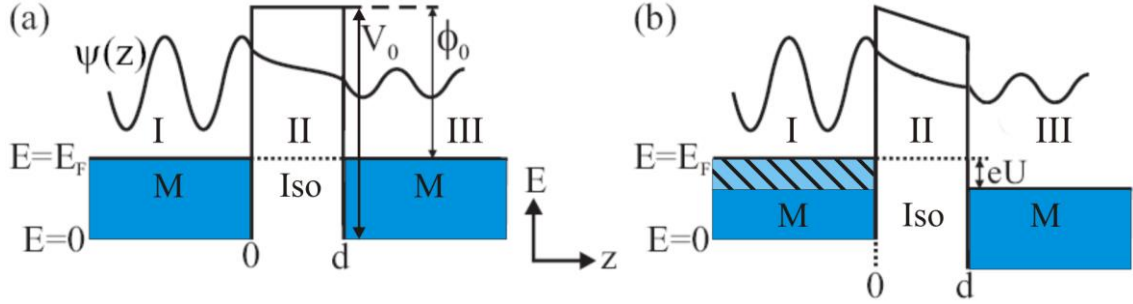


Abbildung 1.1: Schematische Skizze einer eindimensionalen, rechteckigen Potentialstufe der Höhe V_0 und der Breite d zwischen zwei Metallen (a) ohne bzw. (b) mit angelegter Spannung U . E_F ist die Fermi-Energie und ϕ_0 bezeichnet die Austrittsarbeit der Metallelektroden. Ebenso skizziert ist die stationäre Wellenfunktion der Elektronen in der Tunnelstruktur. Die von links einlaufende Welle dringt in die Barriere ein, wo sie exponentiell abgeschwächt wird. Ist die Barriere dünn genug, so ist ein Teil der Intensität auf der rechten Seite noch vorhanden (nach [10]).

$$J = \frac{e}{(2\pi)^3 \hbar} \sum_{\sigma=1,-1} \int dE d^2 \mathbf{k}_{\parallel} T_{\sigma}(E, \mathbf{k}_{\parallel}) [f(E) - f(E + eU)] \quad (1.5)$$

mit den Fermi-Funktionen $f(E)$ der rechten bzw. der linken Elektrode, wobei T_{σ} die Transmissionswahrscheinlichkeit für spin-up- ($\sigma = 1$) bzw. spin-down- ($\sigma = -1$) Elektronen beschreibt.

Um eine genauere Aussage über die zu erwartende Strom-Spannungs-Charakteristik von realen Tunnелеlementen treffen zu können, berechnete Simmons den Tunnelstrom für Tunnelbarrieren beliebiger Form [11]. Für die Transmissionswahrscheinlichkeit T benutzte er den aus der WKB-Näherung (Wentzel, Kramers und Brillouin) gewonnen Ausdruck:

$$\begin{aligned} T(E_z) &= \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{d_1}^{d_2} [2m(V(z) - E_z)]^{1/2} dz \right\} \\ &= \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{d_1}^{d_2} [2m(E_F + \phi(z) - E_z)]^{1/2} dz \right\}, \end{aligned} \quad (1.6)$$

wobei $V(z) = E_F + \phi(z)$ verwendet wurde. Um der räumlich veränderlichen Barriere Rechnung zu tragen, verwendet Simmons eine mittlere Barrierenhöhe über der negativ vorgespannten Elektrode $\bar{\phi} = \frac{1}{d} \int_{d_1}^{d_2} \phi(z) dz$ mit $d = d_2 - d_1$. Für den Tunnelstrom bei $T = 0$ erhält er:

$$J = \frac{e}{4\pi^2 \hbar (\beta d)^2} \bar{\phi} \exp -A \bar{\phi}^{1/2} d - \bar{\phi} + eU \exp -A \bar{\phi} + eU^{1/2} d \quad (1.7)$$

mit $A = \beta \sqrt{8m}/\hbar$, wobei β einem Korrekturfaktor entspricht, der eingeführt wurde, um die Transmissionswahrscheinlichkeit $T(E_z)$ mit Hilfe der mittleren Barrierenhöhe $\bar{\phi}$ zu bestimmen.

Über den Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie erhält man Aufschluss, indem man Gleichung (1.7) für verschiedene Spannungsbereiche betrachtet. Im Fall kleiner Spannungen, $eU \ll \bar{\phi}$, erhält man eine lineare Abhängigkeit der Tunnelstromdichte von der angelegten Spannung [10]:

$$J = \frac{e^2}{4\pi^2 \hbar^2} \frac{(2m\bar{\phi})^{1/2}}{d} U \exp -A \bar{\phi}^{1/2} d . \quad (1.8)$$

Im Bereich mittlerer Spannungen, $0 < U \leq \phi_0/e$, bestimmt Simmons die Tunnelstromdichte für den Fall einer asymmetrischen Barriere mit unterschiedlichen Kontaktmaterialien zu [12]:

$$J = \theta U + \gamma U^3 \quad (1.9)$$

$$\text{mit } \theta = \frac{e^2}{4\pi^2 \hbar^2} \frac{\sqrt{m(\phi_1 + \phi_2)}}{d} \exp \left\{ -D \left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \right)^{1/2} \right\}, \quad \gamma = \frac{De^2}{48(\phi_1 + \phi_2)} - \frac{De^2}{32} \left(\frac{2}{\phi_1 + \phi_2} \right)^{3/2}$$

$$\text{und } D = \frac{\sqrt{8m}}{\hbar} d.$$

ϕ_1 und ϕ_2 entsprechen den jeweiligen Barrierenhöhen an der rechten bzw. linken Grenzfläche. Mit Gleichung (1.9) ergibt sich für die differentielle Leitfähigkeit $G(U) = dI/dU$ ein parabolisches Verhalten im betrachteten Spannungsbereich.

Bei sehr hohen angelegten Spannungen kommt es zu einer Erniedrigung der effektiven Barrierendicke (vergleiche Abbildung 1.2) und damit verbunden zu einem starken Anstieg des Tunnelstroms. Dies bezeichnet man als Fowler-Nordheim-Tunneln. In diesem Spannungsbereich lässt sich die Tunnelstromdichte durch den Ausdruck

$$J \propto U^2 \exp \left[-\frac{\text{const.}}{U} \right] \quad (1.10)$$

beschreiben [10].

Bei Tunnelstrukturen mit unterschiedlichen Materialien der Metallelektroden kann experimentell beobachtet werden, dass das Minimum der parabolischen Leitfähigkeit bei einem Wert von $U \neq 0V$ liegt. Dieser Sachverhalt wurde von Brinkman et al. theo-

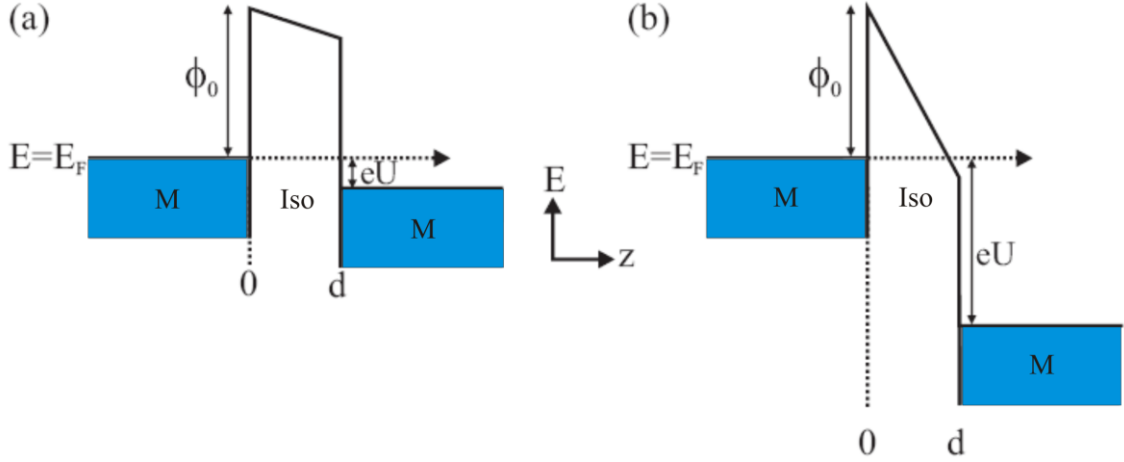


Abbildung 1.2: Veranschaulichung des Fowler-Nordheim-Tunnelns. (a) zeigt einen Tunnelkontakt bei einer Spannung von $U < \phi_0 / e$. Wird an den Tunnelkontakt eine Spannung von $U > \phi_0 / e$ angelegt, verringert sich die effektive Barrierendicke (b). Dies bezeichnet man als Fowler-Nordheim-Tunneln (nach [10]).

retisch untersucht [13]. Demnach ergibt sich für die Tunnelleitfähigkeit im Falle asymmetrischer Barrieren:

$$\frac{G(U)}{G(0)} = 1 - \left(\frac{4e(2m)^{1/2}}{3\hbar} \frac{d\Delta\phi}{\bar{\phi}^{3/2}} \right) U + \left(\frac{e^2 m d^2}{4\hbar^2 \bar{\phi}} \right) U^2 \quad (1.11)$$

mit $G(0) = \frac{\sqrt{2m\bar{\phi}}}{d} \left(\frac{e}{\hbar} \right)^2 \exp \left(-\frac{2\sqrt{2m}}{\hbar} d\bar{\phi}^{1/2} \right)$ und $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$.

1.1.2 Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms

Die bisherigen Betrachtungen des Tunneltransports in Metall/Isolator/Metall-Strukturen wurden stets bei einer Temperatur von $T = 0$ durchgeführt. Der Einfluss einer endlichen Temperatur auf den Tunnelstrom kann jedoch im Hinblick auf die Diskussion der durchgeführten Experimente nicht vernachlässigt werden. Die Mechanismen dieser Temperaturabhängigkeit werden in den folgenden Absätzen dargestellt. Einen maßgeblichen Beitrag leistet hier die temperaturabhängige Besetzung höherer Zustände, beeinflusst durch die Verschmierung der Fermi-Funktion $f(E)$ bei Temperaturen $T > 0$. Dies führt zum einen zu einer energetischen Anhebung der Elektronen über die Tunnelbarriere, wodurch diese Elektronen nicht mehr durch die Barriere tunneln müssten, um diese zu überwinden. Dieser Beitrag zum Strom kann mit der Richardson-Dushman-Gleichung abgeschätzt werden [14,15]:

$$J_{th} = -\frac{em}{2\pi^2\hbar^3} k_B T^2 e^{-\phi_0/k_B T} = 120 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2 \text{K}^2} T^2 e^{-\phi_0/k_B T}. \quad (1.12)$$

Tunneln bleibt der dominierende Transportmechanismus, falls $J_T > J_{th}$ gilt, wobei J_T dem Tunnelstrom entspricht [14]. Hieraus lässt sich mithilfe der in Abschnitt 1.1.1 gezeigten Gleichungen die Dicke der GaAs-Barriere bestimmen, unterhalb derer Tunneln den Transport über die Barriere dominiert. Nach Kreuzer ergibt sich hierfür eine Dicke von 12 nm bei $T = 300 \text{ K}$ für eine angelegte Spannung von $U = 10 \text{ mV}$ [16].

Zum anderen bewirkt die temperaturbedingte Verschmierung der Fermi-Funktion $f(E)$, dass Zustände oberhalb der Fermi-Energie E_F in den Elektroden besetzt werden, die unterhalb der Potentialbarriere liegen. Dies führt zu einer Absenkung der effektiven Barrierenhöhe für die Elektronen in den energetisch höher liegenden Zuständen und somit zu einer Erhöhung des Tunnelstroms [17,18]:

$$\frac{J(U, T)}{J(U, 0)} \simeq 1 + \frac{1}{6} \pi B k_B T^2 \quad (1.13)$$

mit $B = \sqrt{2}\beta / \hbar \bar{\phi}^{1/2}$.

Da für die Arbeit stets Tunnelbarrieren aus halbleitendem GaAs verwendet wurden, muss bei der Betrachtung der Temperaturabhängigkeit der Transporteigenschaften der untersuchten Tunnelstrukturen ebenfalls die temperaturbedingte Veränderung der Bandlücke der GaAs-Barriere einbezogen werden. Für diese lässt sich das empirische Gesetz

$$E_g(T) = 1,519 - 5,408 \cdot 10^{-4} T^2 / (T + 204) \text{ eV} \quad (1.14)$$

angeben [19]. Für die Bandlücke von GaAs bei $T = 4,2 \text{ K}$ ergibt sich hieraus $E_g = 1,52 \text{ eV}$ bzw. bei $T = 300 \text{ K}$ $E_g = 1,42 \text{ eV}$. Nimmt man an, dass die Fermi-Energie unabhängig von der Temperatur in der Mitte der Bandlücke liegt, ergibt sich hieraus eine Abnahme der Barrierenhöhe um 7% zwischen $T = 4,2 \text{ K}$ und $T = 300 \text{ K}$.

1.2 Bandstruktureffekte beim Tunneln

Zur Veranschaulichung des Verlaufs typischer Strom-Spannungs-Kennlinien von Tunnелеlementen wurde in den vorherigen Abschnitten ein freies Elektronen Modell verwendet. Für eine realistische Beschreibung des Tunnelns von Elektronen in Festkörpern ist dieses Modell jedoch unzulänglich. Hierfür bedarf es der Einbeziehung der Bandstruktur sowohl der metallischen Elektroden als auch des Barrierenmaterials [20,21]. In Folge dessen ist eine exakte quantitative Beschreibung des Tunnelprozesses

im Allgemeinen beliebig kompliziert. Zur Vereinfachung beschränken sich deshalb die Ausführungen in den folgenden Abschnitten auf den Fall perfekt epitaktischer Tunnelstrukturen. Die Besonderheit hierbei ist, dass der transversale Wellenvektor \mathbf{k}_{\parallel} während des Tunnelns erhalten bleibt. Die Gesamtleitfähigkeit kann somit durch die Summe über alle \mathbf{k}_{\parallel} ausgedrückt werden [21].

Im Folgenden wird auf zugrundeliegende Mechanismen eingegangen, die beim Tunneln in epitaktischen Systemen eine Rolle spielen. Es wird gezeigt, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen sowohl durch die Bänder der Metallelektroden als auch durch komplexe Bänder innerhalb der Barriere beeinflusst wird [22]. Schließlich wird die Bedeutung der Metall/Isolator-Grenzflächen für den Tunneltransport diskutiert.

1.2.1 Komplexe Bandstruktur

Das Modell freier Elektronen sagt voraus, dass die Wellenfunktionen der Elektronen im Inneren der Barriere für einen gegebenen Wert von \mathbf{k}_{\parallel} mit einer festen Dämpfungskonstante κ abklingen [23,24]. Bei epitaktischen Proben hingegen führt die Bandstruktur sowohl der Elektroden als auch der Barriere zu verschiedenen Abklingraten κ , abhängig von den unterschiedlichen physikalischen Eigenschaften der Bänder und den Anschlussbedingungen der Wellenfunktionen an den Grenzflächen [24]. Im Speziellen haben Butler et al. gezeigt, dass die Symmetrien der Bänder hierbei eine entscheidende Rolle spielen und dass die Abklingrate der Wellenfunktionen von Zuständen innerhalb der Barriere bestimmt wird, deren Betrag des Wellenvektors \mathbf{k} komplexwertig ist [22]. Bereits 1963 wies Heine auf die Bedeutung solcher Zustände in der Nähe von Oberflächen oder Grenzflächen hin [25]. Die allgemeinen Eigenschaften dieser Zustände leiten sich aus der Bandstruktur des Volumenkristalls ab, indem man Lösungen der Schrödingergleichung für das periodische Potential des Volumenmaterials zulässt, deren Wellenvektor komplex ist [26]. Zusammengefasst bilden diese Zustände die komplexe Bandstruktur eines Materials. Aufgrund der Erhaltung des transversalen Wellenvektors \mathbf{k}_{\parallel} sind für den Tunnelprozess in epitaktischen Strukturen im Inneren der Barriere nur Zustände erlaubt, deren Komponenten von \mathbf{k}_{\parallel} reell sind [27]. Somit sind nur Zustände von Bedeutung, deren senkrechte Komponente des Wellenvektors $k_z = q + i\kappa$ komplex ist. Der Parameter κ gibt hierbei die Abklingrate der Wellenfunktion im Inneren der Barriere an.

Für das Tunneln entscheidend sind die Zustände im Inneren der Barriere mit den kleinsten Werten von κ , da nur diese, vor Allem bei zunehmender Dicke der Tunnelbarriere, zum Tunnelstrom beitragen können [27]. Aus den Anschlussbedingungen an

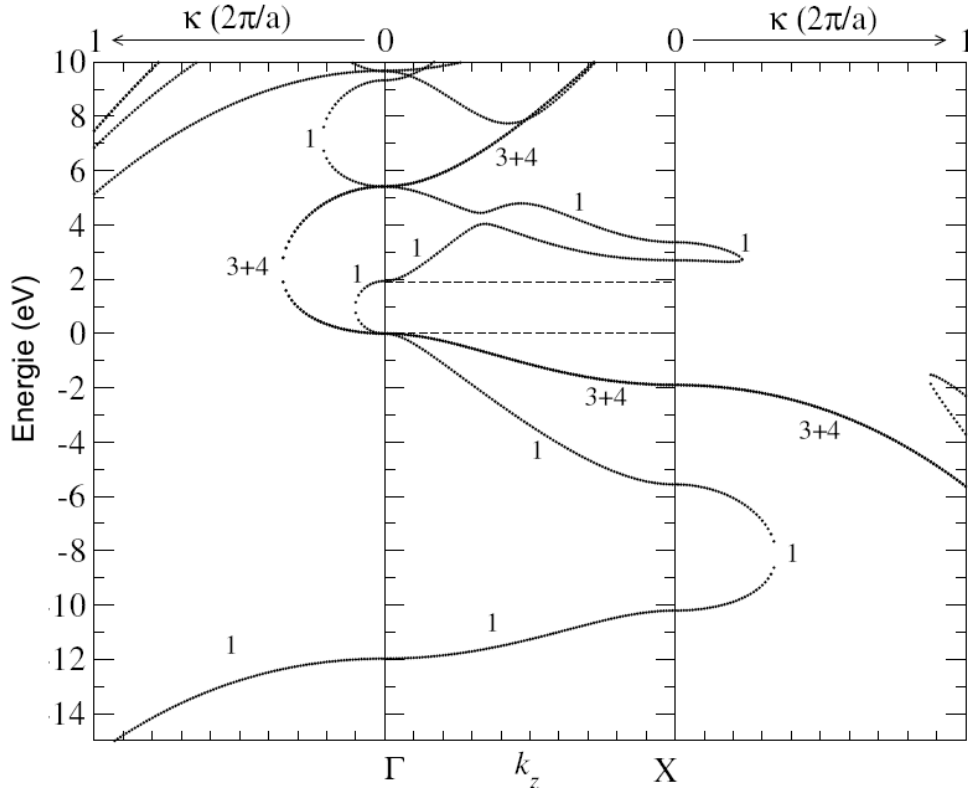


Abbildung 1.3: Komplexe Bandstruktur von GaAs(001) für $k_{\parallel} = 0$ mit $q = 0$ (linker Kasten) und $q = 2\pi/a$ (rechter Kasten). Im mittleren Kasten ist die Bandstruktur für GaAs(001) für reelle Werte von k_z aufgetragen. Die Symmetrie der Bänder ist durch die Ziffern gekennzeichnet. Die komplexen Bänder sind mit reellen Bändern der gleichen Symmetrie verbunden. Betrachtet man den Energiebereich innerhalb der Bandlücke, erkennt man, dass das komplexe Band mit dem kleinsten Imaginärteil κ und somit der kleinsten Dämpfung Δ_1 -Symmetrie aufweist (aus [28]).

den Grenzflächen folgt wiederum, dass nur bestimmte Bänder der Elektroden an die komplexen Bänder mit den geringsten Abklingraten koppeln können. Insbesondere wird die Möglichkeit an ein derartiges Band in der Barriere zu koppeln durch die Symmetrie des jeweiligen Bands bestimmt [26]. Nur Bänder der gleichen Symmetrie können effektiv aneinander koppeln. Der Tunnelprozess an sich kann insofern als eine Filterung bezüglich der Symmetrie der tunnelnden Elektronen verstanden werden [29]. Diese Symmetriefilterung kann ebenso mit einer Spinfilterung einhergehen, falls an der Fermi-Energie E_F der bevorzugt zum Tunnelstrom beitragenden Bänder in den Elektroden ein Spin-Ungleichgewicht besteht. Dies kann beispielsweise durch ferromagnetische Elektroden erreicht werden.

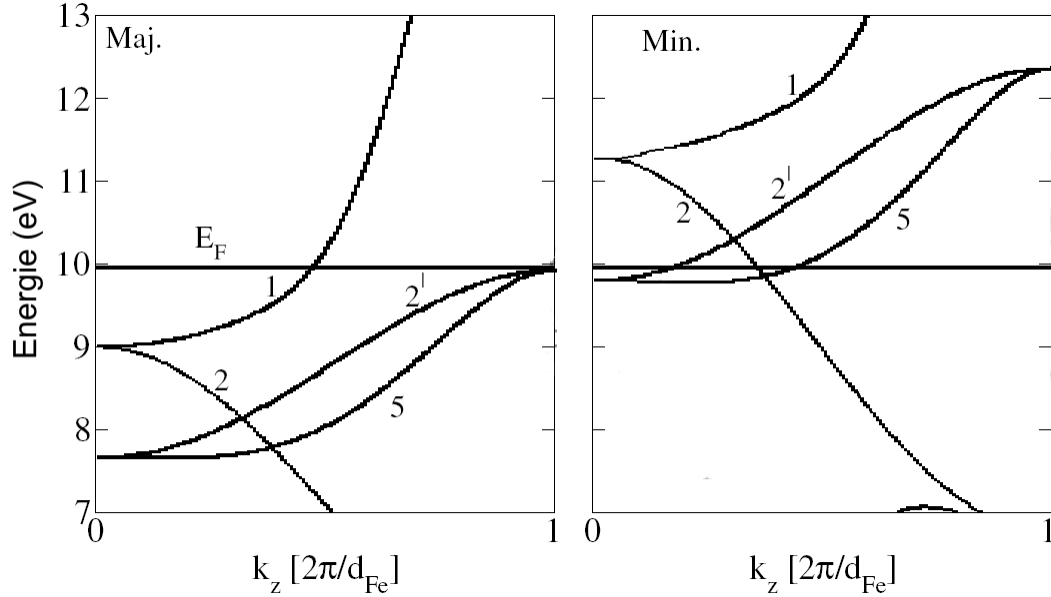


Abbildung 1.4: Bandstruktur von Fe(001) in k_z - bzw. Δ -Richtung ($\Gamma-H$) für Majoritäts-Spins (links) und Minoritäts-Spins (rechts). Die Fermi-Energie E_F ist durch eine horizontale Linie dargestellt. Die Ziffern deuten die Symmetrie der einzelnen Bänder an. An der Fermi-Energie existiert nur ein Band mit Δ_1 -Symmetrie für Majoritäts-Spins, welches an das komplexe Band mit der geringsten Dämpfung im GaAs koppeln kann (nach [30]).

Berechnungen der komplexen Bandstruktur von GaAs ergaben, dass das komplexe Band mit der kleinsten Abklingrate bei $k_{\parallel} = 0$ liegt und Δ_1 -Symmetrie aufweist (vergleiche Abbildung 1.3) [26]. Der Tunneltransport in Strukturen mit epitaktischen GaAs-Barrieren findet insofern primär über dieses komplexe Band statt. Untersucht man die Bandstruktur der Fe-Elektrode bezüglich kompatibler Bänder mit Δ_1 -Symmetrie, stellt sich heraus, dass an der Fermi-Energie E_F nur Δ_1 -Zustände für Majoritäts-Spins vorhanden sind (vergleiche Abbildung 1.4) [30]. Die Elektronen aus diesen Zuständen gelangen somit am effizientesten zur gegenüberliegenden Grenzfläche, wo sie abhängig vom Vorhandensein von Zuständen mit passender Symmetrie und Spin-Ausrichtung in die zweite Elektrode tunneln können oder nicht. Betrachtet man als Beispiel eine Fe/GaAs/Fe-Tunnelstruktur, so kann nur über das komplexe Δ_1 -Band von GaAs getunnelt werden, wenn die relative Ausrichtung der Magnetisierungen der beiden Fe-Schichten parallel ist. Im antiparallelen Fall wäre nämlich das Band mit entsprechender Spin-Ausrichtung ein Minoritätsband. Da keine Δ_1 -Zustände an E_F im Minoritätsband vorhanden sind, an die das komplexe Δ_1 -Band von GaAs koppeln kann, findet kein Elektronentransport statt. Als Ergebnis lässt sich ein sehr großer TMR-Effekt im System Fe/GaAs/Fe erwarten.

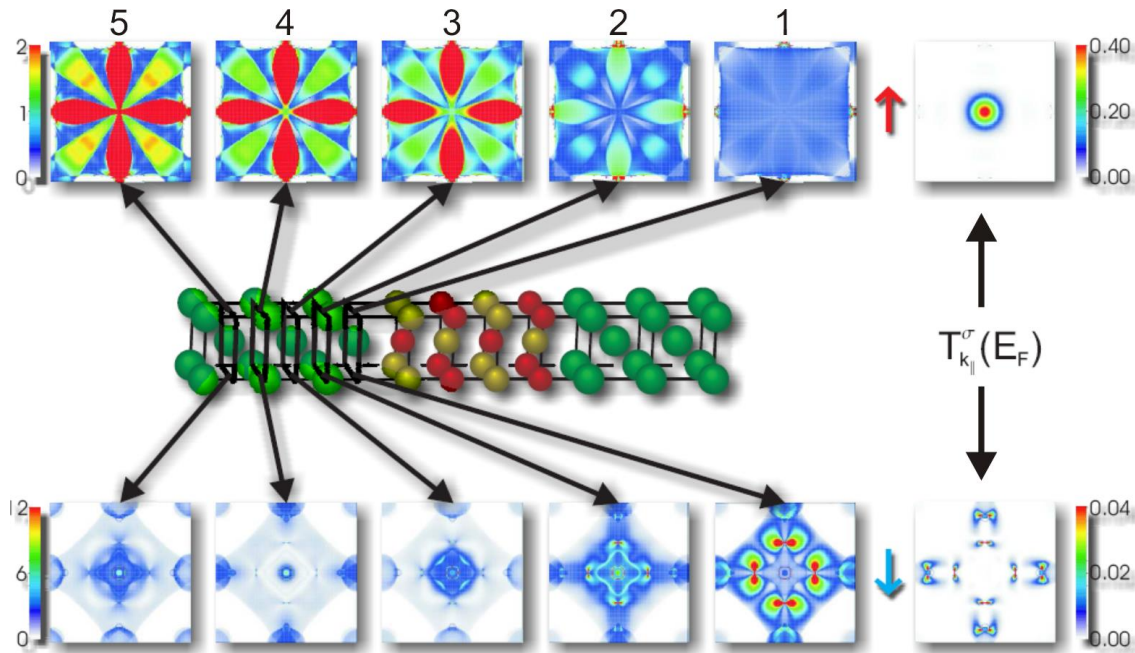


Abbildung 1.5: Lokale k_{\parallel} -aufgelöste Zustandsdichten der Fe-Schicht für beide Spin-Richtungen, beginnend bei der fünften Fe-Schicht von der Grenzfläche bis zur Fe-Schicht direkt an der Grenzfläche. Rechts ist zusätzlich die k_{\parallel} -aufgelöste Transmissionswahrscheinlichkeit der Fe/MgO/Fe-Struktur gezeigt. Man erkennt, dass sich nur Charakteristika der Zustandsdichte direkt an der Grenzfläche in der Transmission widerspiegeln (aus [29])

1.2.2 Einfluss der Grenzflächen

Neben der komplexen Bandstruktur des Barrierenmaterials sind ebenfalls die Metall/Isolator-Grenzflächen von entscheidender Bedeutung für den Tunnelprozess. Kritischen Einfluss auf den Tunnelstrom hat zunächst die Beschaffenheit der Grenzflächen an sich. Bedingt durch das Wachstum der Tunnelstrukturen kann es beispielsweise zu Durchmischung, Grenzflächenrauigkeit, Verunreinigungen oder anderen Defekten kommen, woraus unter anderem Streuprozesse oder Variationen der Barrierendicke resultieren können, die die Transporteigenschaften der Tunnelstrukturen verändern. Auf eine eingehende Darstellung der Effekte von Unordnung auf den Tunnelprozess wird an dieser Stelle verzichtet. Weiterführende Literatur ist beispielsweise in [31,32,33,34] zu finden. Die folgenden Ausführungen beschränken sich auf perfekt epitaktische Grenzflächen. Berechnungen von Butler et al. und Heiliger et al. zu Fe/MgO/Fe-Tunnelstrukturen haben gezeigt, dass die elektronische Struktur direkt an der Grenzfläche ausschlaggebend für den Tunnelprozess ist [22,35]. Wie aus Abbildung 1.5 hervorgeht, ändert sich die Struktur der lokalen Zustandsdichte der Fe-

Schicht in Abhängigkeit von der Entfernung zur Grenzfläche stark. Offensichtlich spiegeln sich nur charakteristische Eigenschaften der lokalen Zustandsdichte unmittelbar an der Grenzfläche in der Transmission durch die Tunnelbarriere wider. Für die Majoritäts-Spins ergibt sich eine nahezu homogene Zustandsdichte und der Strom wird in erster Linie von Zuständen mit Δ_1 -Symmetrie getragen. Hieraus folgt ein Maximum der Transmission im Zentrum der 2D-Brillouin-Zone, da das komplexe Δ_1 -Band im MgO wie im GaAs die kleinste Dämpfung bei $k_{\parallel} = 0$ aufweist. In der Zustandsdichte der Minoritäts-Spins an der Grenzfläche zeigen sich ausgeprägte Maxima für Werte von $k_{\parallel} \neq 0$. Diese Maxima entsprechen resonanten Grenzflächenzuständen, die stark an der Fe/MgO-Grenzfläche lokalisiert sind und maßgeblich am Tunnelprozess beteiligt sind. Wie aus Abbildung 1.5 hervorgeht, weist die Transmission durch die Barriere in der Nähe der resonanten Zustände ebenfalls Maxima auf. In welchem Ausmaß diese Zustände zum Tunnelstrom beitragen, hängt aufgrund der Abhängigkeit der Dämpfung von k_{\parallel} zusätzlich von deren Symmetrie und Lage in der 2D-Brillouin-Zone ab [36]. Die Existenz solcher resonanter Grenzflächenzustände im Minoritätsband und deren Einfluss auf den Tunnelprozess wurde ebenfalls für das System Fe/GaAs nachgewiesen. Chantis et al. zeigten, dass hierbei, abhängig von der angelegten Spannung, der Beitrag der Minoritäts-Spins zum Transport überwiegen kann, was eine Inversion der Spinpolarisation des Tunnelstroms zur Folge hat [36].

1.3 Spinabhängiges Tunneln

In diesem Abschnitt sollen die wichtigsten Grundlagen zum spinabhängigen Tunneln in magnetischen Tunnelstrukturen dargestellt werden. Hierfür werden zunächst die Experimente von Meservey und Tedrow beschrieben, die das Feld des spinabhängigen Tunnelns begründeten. Anschließend wird auf Jullières Experimente und das in Verbindung stehende Modell eingegangen.

Das Prinzip des spinabhängigen Tunnelns beruht auf einem Ungleichgewicht des elektrischen Stroms der spin-up und spin-down Elektronen beim Tunneln aus einer ferromagnetischen Elektrode durch eine Tunnelbarriere. Ursache dieses Phänomens ist die Tatsache, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit eines Elektrons von dessen Fermi-Wellenvektor k_F abhängt [21]. In der ferromagnetischen Elektrode sind die elektronischen Bänder Austausch-aufgespalten, was unterschiedliche Fermi-Wellenvektoren für spin-up und spin-down Elektronen und somit eine spinabhängige Tunnelwahrscheinlichkeit zur Folge hat.

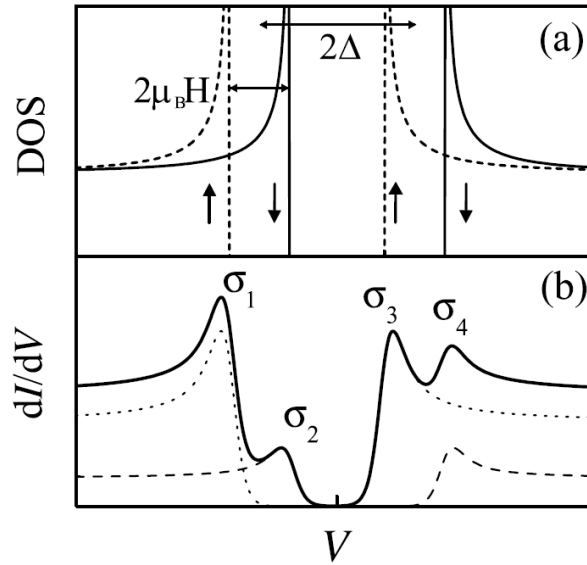


Abbildung 1.6: Tunneln in einer Ferromagnet/Isolator/Supraleiter-Struktur in einem äußeren Magnetfeld. (a) Zeeman-Aufspaltung der Zustandsdichte der supraleitenden Elektrode in spin-up- (gestrichelte Linie) und spin-down-Komponenten (durchgezogene Linie). (b) Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der angelegten Spannung für den spin-up- (gepunktete Linie) und den spin-down-Kanal (gestrichelte Linie). Die durchgezogene Linie kennzeichnet die Gesamtleitfähigkeit (aus [39]).

1.3.1 Erste Experimente zum spinabhängigen Tunneln

Meservey und Tedrow berichteten erstmals von spinabhängigem Tunneln in Ferromagnet/Isolator/Supraleiter-Tunnelstrukturen [37]. Sie nutzten diese Strukturen, um die Spinpolarisation des Tunnelstroms durch eine Aluminiumoxidbarriere für verschiedene ferromagnetische Materialien zu messen. Eine supraleitende Al-Elektrode diente hierfür als Spin-Detektor. Legt man an den Al-Film ein magnetisches Feld an, welches in der Ebene der Schicht liegt, führt dies zu einer Zeeman-Aufspaltung der Quasiteilchenzustände der supraleitenden Elektrode (vergleiche Abbildung 1.6 (a)) [38]. Die Zustandsdichte des Supraleiters kann in diesem Fall als Superposition der spin-up- und spin-down-Komponenten gesehen werden, welche durch die Energie $2\mu_B H$ voneinander getrennt sind. Aufgrund der scharfen Peaks in der Zustandsdichte, ist es möglich die Beiträge von spin-up und spin-down Elektronen zum Tunnelstrom voneinander zu separieren. Die Tunnelexperimente haben asymmetrische Leitfähigkeitskurven wie in Abbildung 1.6 (b) dargestellt zum Ergebnis. Diese Asymmetrie ist Folge der Austausch-Aufspaltung der untersuchten ferromagnetischen Elektroden und

den damit einhergehenden unterschiedlichen Beiträgen der spin-up und spin-down Elektronen zur Zustandsdichte an der Fermi-Energie. Nimmt man an, dass die Spin-Richtung beim Tunnelprozess erhalten bleibt, ist die Gesamtleitfähigkeit durch die Summe der Leitfähigkeiten der beiden Spinkanäle gegeben: $G = G_{\uparrow} + G_{\downarrow}$. Die Tunnel-Spinpolarisation P ergibt sich somit aus der relativen Höhe der gemessenen Maxima der Leitfähigkeit [39]:

$$P = \frac{G_{\uparrow} - G_{\downarrow}}{G_{\uparrow} + G_{\downarrow}} = \frac{(\sigma_4 - \sigma_2) - (\sigma_1 - \sigma_3)}{(\sigma_4 - \sigma_2) + (\sigma_1 - \sigma_3)}. \quad (1.15)$$

Aus der Messung der Tunnel-Spinpolarisation P wurde zunächst direkt auf die Spinpolarisation P_{FM} der Zustandsdichte der ferromagnetischen Elektroden an der Fermi-Energie geschlossen. Dies führte jedoch zu einem Widerspruch der gemessenen und der theoretisch vorhergesagten Werte. Die Spinpolarisation des Tunnelstroms ist für alle untersuchten Ferromagneten positiv, was bedeutet, dass die spin-up Elektronen einen größeren Beitrag zum Tunnelstrom leisten als die spin-down Elektronen. Dies hingegen steht im Gegensatz zu Bandstrukturechnungen zu den Ferromagneten Co und Ni, bei denen eine negative Spinpolarisation der Zustandsdichte an der Fermi-Energie vorhergesagt wird. Um diesen Widerspruch aufzuklären, wies Stearns darauf hin, dass der Tunnelstrom nicht allein abhängig ist von der Zahl der Zustände an der Fermi-Energie, sondern ebenfalls von der Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen [40]. Diese wiederum ist im Allgemeinen verschieden für unterschiedliche Zustände im Ferromagneten. Konkret zeigte Stearns, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit von der effektiven Masse der Elektronen abhängt. Die elektronische Struktur der 3d-Ferromagneten ist gekennzeichnet durch die Hybridisierung dispersiver s-Bänder mit lokalisierten d-Bändern. Die letzteren haben einen sehr großen Beitrag zur Zustandsdichte an der Fermi-Energie für Minoritäts-Spins bei Co und Ni, was bei diesen Materialien ursächlich für die negative Spinpolarisation der Zustandsdichte an der Fermi-Energie ist. Da die Elektronen aus diesen Bändern jedoch eine wesentlich größere effektive Masse als die s-artigen besitzen, tragen diese kaum zum Tunnelstrom bei. Nahezu der gesamte Strom wird von den Elektronen aus den s-Zuständen getragen.

1.3.2 Das Julliere-Modell

Julliere ersetzte 1975 die supraleitende Elektrode durch einen zweiten Ferromagneten [3]. Ziel war es als Spin-Detektor nicht länger die Zeeman-aufgespaltenen Zustände einer supraleitenden, sondern die Austausch-aufgespaltenen Zustände einer ferromagnetischen Elektrode zu nutzen. Für diesen Fall wurde erwartet, dass der Tun-

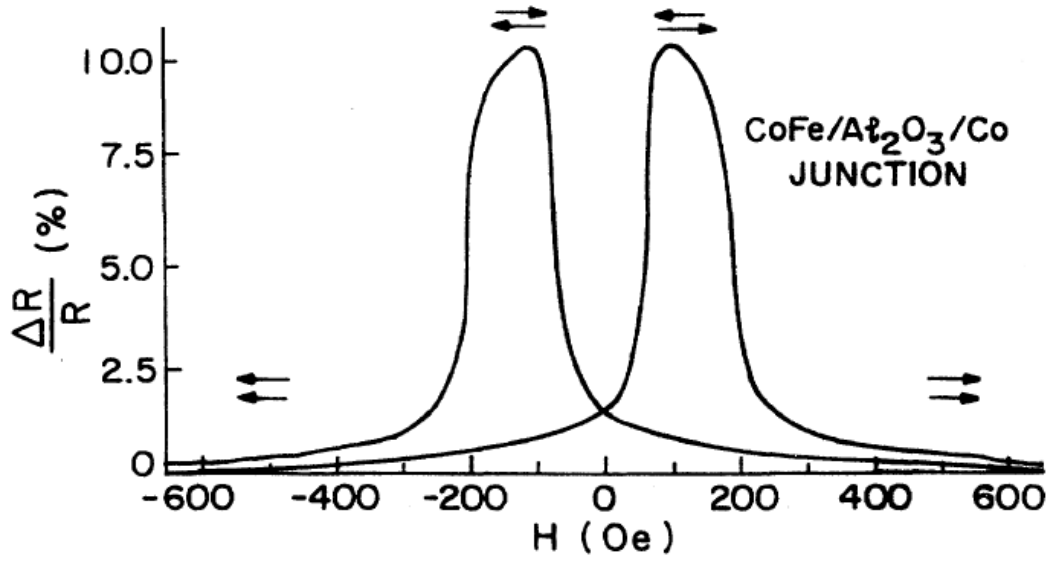


Abbildung 1.7: Messung des TMR-Effekts an einer CoFe/Al₂O₃/Co-Tunnelstruktur bei Raumtemperatur. Zwischen paralleler und antiparalleler Magnetisierungsausrichtung der ferromagnetischen Elektroden ergibt sich eine Widerstandsänderung von ca. 11 % (aus [42]).

nelstrom von der relativen Ausrichtung der Magnetisierung der beiden ferromagnetischen Schichten abhängt. Ein solches Verhalten wurde tatsächlich von Julliere beobachtet und wird als Tunnelmagnetowiderstand (TMR) bezeichnet.

Gleichzeitig formulierte Julliere ein relativ einfaches Modell zur Beschreibung des beobachteten Effekts, welches auf zwei Annahmen basiert. Eine Voraussetzung ist, dass der Spin der Elektronen beim Tunneln erhalten bleibt, d.h. dass keine Spin-Flip-Prozesse auftreten. Hieraus folgt, dass das Tunneln von spin-up und spin-down Elektronen über zwei unabhängige Spinkanäle verläuft. Insofern können Elektronen eines bestimmten Spin-Zustands nur in freie Zustände der gegenüberliegenden Schicht derselben Spin-Richtung tunneln. Liegen die Magnetisierungen der beiden ferromagnetischen Elektroden parallel, tunneln die Majoritäts-Spins in Majoritätszustände und Minoritäts-Spins in Minoritätszustände der zweiten Elektrode. Im Falle antiparalleler Magnetisierungsausrichtung hingegen tunneln Majoritäts-Spins der einen Elektrode in Minoritätszustände der zweiten ferromagnetischen Schicht und umgekehrt. Weiterhin nahm Julliere an, dass die Leitfähigkeit eines Spinkanals proportional zum Produkt der Zustandsdichten der beiden ferromagnetischen Elektroden für die jeweilige Spin-Richtung ist. Daraus ergibt sich für die Leitfähigkeit der parallelen bzw. antiparallelen Ausrichtung [21]:

$$G_P \propto \rho_1^\uparrow \rho_2^\uparrow + \rho_1^\downarrow \rho_2^\downarrow, \quad (1.16)$$

$$G_{AP} \propto \rho_1^\uparrow \rho_2^\downarrow + \rho_1^\downarrow \rho_2^\uparrow, \quad (1.17)$$

mit den Zustandsdichten der beiden Elektroden ρ_1^σ und ρ_2^σ mit $\sigma=\uparrow$ für Majoritäts- und $\sigma=\downarrow$ für Minoritäts-Spins. Der TMR ergibt sich aus dem Unterschied der Leitfähigkeiten zwischen paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Magnetisierungen, normiert auf die antiparallele Leitfähigkeit:

$$\text{TMR} \equiv \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}. \quad (1.18)$$

Sofern die beiden ferromagnetischen Schichten der verwendeten Tunnelstruktur das gleiche Vorzeichen der Spinpolarisation aufweisen, ergibt sich bei antiparalleler Ausrichtung ein höherer Widerstand als im parallelen Fall.

Ein nennenswerter TMR-Effekt konnte erst ca. 20 Jahre nach den Experimenten von Julliere nachgewiesen werden. Unabhängig voneinander beobachteten Miyazaki und Tezuka und Moodera einen TMR von über 10% bei Raumtemperatur [41,42]. Ein typisches Ergebnis einer Messung von Moodera an einer CoFe/Al₂O₃/Co-Struktur ist in Abbildung 1.7 gezeigt.

1.4 Der TAMR-Effekt

Wie bereits in Abschnitt 1.3 dargelegt wurde, hängt bei magnetischen Tunnelstrukturen, in denen der TMR-Effekt auftritt, der Tunnelwiderstand von der relativen Magnetisierungsausrichtung zweier ferromagnetischer Schichten ab. Unabhängig hiervon kann der Widerstand solcher Strukturen ebenfalls eine Abhängigkeit von der absoluten Ausrichtung der Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht bzw. der Schichten bezüglich der kristallographischen Achsen aufweisen. Dieses Phänomen wird als TAMR-Effekt bezeichnet. Bemerkenswert hierbei ist, dass für das Auftreten dieses Effekts eine einzige ferromagnetische Schicht in der Tunnelstruktur ausreichend ist. Somit wären im Gegensatz zu auf dem TMR-Effekt basierenden Bauteilen, welche für ihre Funktion zwei magnetische Schichten benötigen, auf der Grundlage des TAMR völlig neue spintronische Bauteile denkbar, welche lediglich mit einem magnetischen Kontakt operieren. Die folgenden Abschnitte beschränken sich auf die Beschreibung des TAMR in Tunnelstrukturen mit nur einer magnetischen Schicht, da im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur solche Strukturen untersucht wurden.

Formell ist der TAMR-Effekt durch die magnetisierungsbedingte Widerstandsänderung bezüglich einer kristallographischen Referenzachse $[x]$ definiert [6]:

$$\text{TAMR}_{[x]}(\phi) = \frac{R(\phi) - R(0)}{R(0)}. \quad (1.19)$$

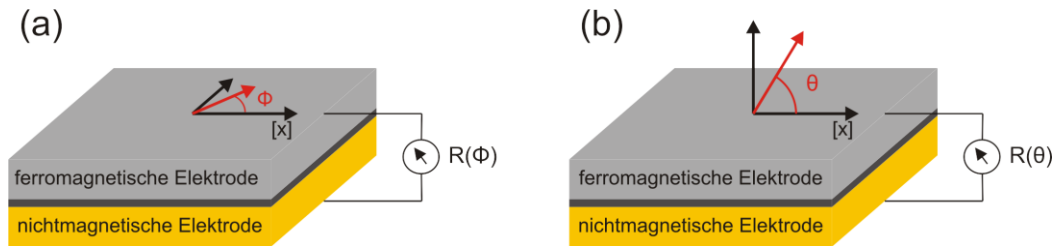


Abbildung 1.8: Schematische Darstellung der möglichen Konfigurationen zur Messung des TAMR-Effekts in magnetischen Tunnelementen mit einer ferromagnetischen Elektrode. Bei der Messung des in-plane TAMR (a) wird die Magnetisierung des Ferromagneten in der Schichtebene gedreht, während beim out-of-plane TAMR (b) die Magnetisierung in einer Ebene senkrecht zu den Schichten gedreht wird. Die jeweiligen Winkel ϕ bzw. θ sind bezüglich einer kristallographischen Referenzachse $[x]$ definiert.

Die Bedeutung des Winkels ϕ ist abhängig von der Richtung in der die Magnetisierung verändert wird (vergleiche Abbildung 1.8). Der TAMR kann sowohl in einer in-plane- als auch in einer out-of-plane-Anordnung beobachtet werden. Im ersteren Fall wird die Magnetisierung in der Ebene der ferromagnetischen Schicht variiert, während beim letzteren die Magnetisierung in einer Ebene senkrecht zur magnetischen Schicht gedreht wird. Zur besseren Unterscheidung wird im weiteren Verlauf der Arbeit der zur out-of-plane Konfiguration gehörige Winkel mit θ bezeichnet (vergleiche Abbildung 1.8).

In diesem Abschnitt werden die wichtigsten theoretischen Grundlagen zum TAMR-Effekt in Tunnelstrukturen mit einer magnetischen Schicht dargelegt. Zunächst wird auf die Experimente von Gould et al. eingegangen, in denen der TAMR erstmals in derartigen Tunnelstrukturen nachgewiesen werden konnte [4]. Hierfür wurde als ferromagnetische Schicht der verdünnt magnetische Halbleiter (Ga,Mn)As verwendet. Die Ursache des TAMR wurde in diesem Fall einer von der Magnetisierung abhängigen, anisotropen Zustandsdichte der (Ga,Mn)As-Schicht zugeschrieben. Im weiteren Verlauf des Abschnitts wird ein theoretisches Modell zum TAMR in Fe/GaAs/Au vorgestellt, mit dessen Hilfe die in Abschnitt 3 vorgestellten Messungen interpretiert werden. Das Modell wurde eigens für die am Lehrstuhl durchgeführten Messungen zum TAMR erstellt und im Verlauf der vorliegenden Arbeit mehrere Male erweitert, um neuen experimentellen Ergebnissen Rechnung zu tragen. Laut dem Modell ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung innerhalb der Barriere und an den Metall/Halbleiter-Grenzflächen die Grundlage des TAMR-Effekts. Im Gegensatz zu den (Ga,Mn)As-basierten Tunnelstrukturen ist in Folge dessen der Tunnelprozess selbst anisotrop bezüglich der Magnetisierungsrichtung der Fe-Schicht, was ursächlich für den TAMR in Fe/GaAs/Au ist.

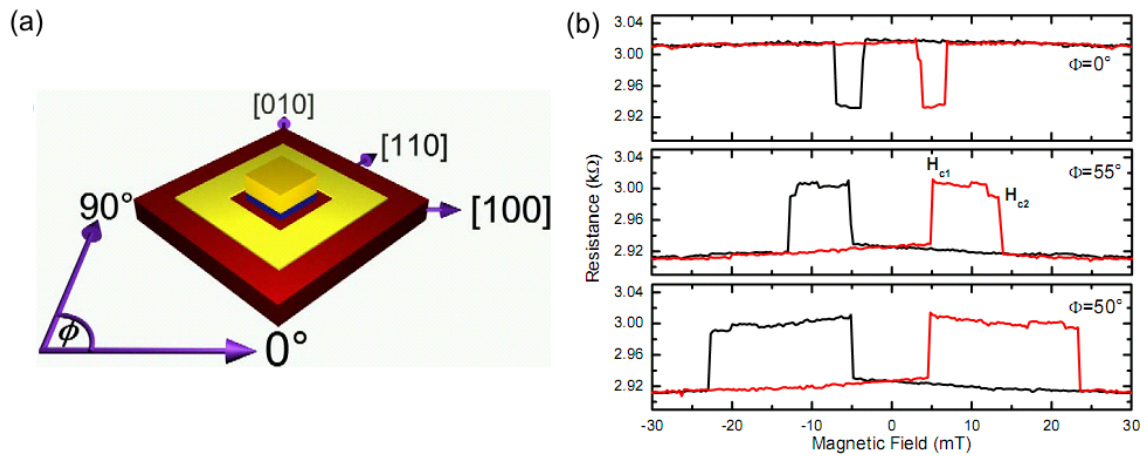


Abbildung 1.9: TAMR-Effekt in $(\text{Ga,Mn})\text{As}/\text{AlO}_x/\text{Au}$. (a) Schematischer Aufbau der verwendeten Tunnelstruktur. Ebenso dargestellt ist die Definition des Winkels ϕ mit Bezug auf die kristallographischen Achsen. (b) Messungen des Tunnelwiderstands bei Magnetfeldsweeps entlang verschiedener Richtungen. Abhängig vom Winkel ϕ ergeben sich TMR-artige Schaltsignale mit unterschiedlichen Vorzeichen und Breiten (aus [4]).

1.4.1 TAMR in $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -basierten Tunnelstrukturen

Einen ersten experimentellen Nachweis für den TAMR-Effekt in Tunnelstrukturen mit nur einer magnetischen Schicht lieferten Gould et al. an $(\text{Ga,Mn})\text{As}/\text{AlO}_x/\text{Au}$ -Proben [4]. Der schematische Schichtaufbau und die Ergebnisse der durchgeführten Experimente sind in Abbildung 1.9 dargestellt. Gemessen wurde der Tunnelwiderstand bei in-plane Magnetfeldsweeps aus der negativen zur positiven Sättigung und zurück entlang verschiedener kristallographischer Richtungen. Wie Abbildung 1.9 zu entnehmen ist, zeigen die Kurven ein TMR-artiges Schaltsignal mit einer Widerstandsänderung von ca. 3 %. Das Vorzeichen und die Breite des Widerstandsplateaus, bestimmt durch die beiden Schaltfelder H_{c1} und H_{c2} , sind hierbei abhängig von der Richtung entlang derer das Magnetfeld variiert wurde. Die absolute Widerstandsänderung hingegen bleibt unverändert. Es zeigt sich, dass das untersuchte System im betrachteten Magnetfeldbereich nur zwei Widerstandszustände annehmen kann, deren Werte von der Richtung der Magnetisierung der $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -Schicht bestimmt werden. In dem in Abbildung 1.9 gezeigten Magnetfeldbereich liegt die Magnetisierung stets entlang einer leichten Achse der $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -Schicht. Das Vorzeichen des Schaltsignals wird dadurch bestimmt, ob sich das System zu Beginn des Magnetfeldsweeps in einem Zustand hohen oder niedrigen Widerstands befindet.

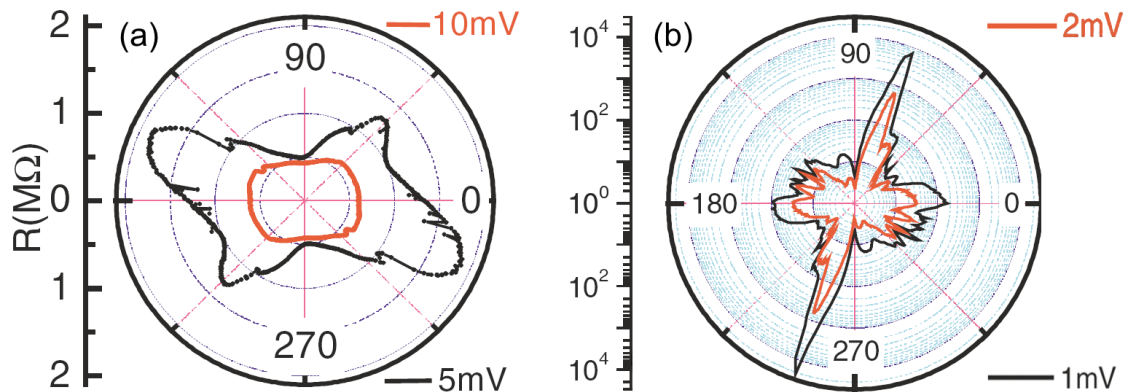


Abbildung 1.10: TMR in $(\text{Ga,Mn})\text{As}/\text{GaAs}/(\text{Ga,Mn})\text{As}$ bei $B = 300 \text{ mT}$ und verschiedenen Spannungen bei (a) $T = 4,2 \text{ K}$ und (b) $T = 1,7 \text{ K}$ (aus [43]).

Als Ursache des TMR im untersuchten System wird eine von der Magnetisierung abhängige, anisotrope Zustandsdichte der $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -Schicht vorgeschlagen. Die Form des Widerstandsverlaufs mit den charakteristischen Schaltereignissen wird durch eine in zwei Schritten verlaufende Magnetisierungsumkehr erklärt. Die Magnetisierung springt hierbei von einer leichten Achse, die der anfänglichen Richtung des externen Magnetfelds am nächsten ist, zu einer leichten Achse, die 90° verschoben von dieser liegt. Im zweiten Schritt wird die Magnetisierungsumkehr durch einen weiteren Sprung um 90° vollendet. $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ weist eine kubische Anisotropie auf mit leichten Achsen entlang der $[100]$ - bzw. $[\bar{1}00]$ -Richtung und entlang der $[010]$ - bzw. $[0\bar{1}0]$ -Richtung. Zusätzlich ist der kubischen eine uniaxiale Anisotropie überlagert, die die Gleichwertigkeit der leichten Achsen aufhebt. Das Auftreten dieser uniaxialen Komponente zur magnetischen Anisotropie wird hier theoretisch durch eine uniaxiale Verspannung der $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -Schicht in der Größenordnung von $0,1 \%$ modelliert.

Aus den magnetischen Eigenschaften der $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -Schicht und aus Abbildung 1.9 geht hervor, dass die untersuchte Probe in einem Zustand hohen Widerstands ist, falls die Magnetisierung entlang der $[100]$ - bzw. $[\bar{1}00]$ -Richtung liegt. Liegt die Magnetisierung entlang der $[010]$ - bzw. $[0\bar{1}0]$ -Richtung, weist die Probe einen niedrigen Widerstand auf. Diese Anisotropie im Widerstand ist, wie bereits genannt, Folge der von der Magnetisierung abhängigen Zustandsdichte, welche wiederum aus der eingeführten Verspannung der $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -Schicht folgt. Aufgrund der starken Spin-Bahn-Wechselwirkung in $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ führt eine derart kleine Verspannung bereits zu beträchtlichen Anisotropien in der Zustandsdichte der ferromagnetischen Schicht, welche den beobachteten Effekt erklären können.

Bei Verwendung einer vollständig epitaktischen Struktur mit einer GaAs-Tunnelbarriere und einer zweiten ferromagnetischen $(\text{Ga,Mn})\text{As}$ -Schicht beobachteten

Rüster et al. einen dramatischen Anstieg des gemessenen TAMR-Effekts [43]. Das Ergebnis der durchgeführten Messungen ist in Abbildung 1.10 dargestellt. Hierfür wurde an die Probe ein Magnetfeld konstanten Betrags angelegt, das stark genug ist, die beiden ferromagnetischen Schichten zu sättigen. Anschließend wurde das Magnetfeld um 360° gedreht und der Tunnelwiderstand gemessen. Es ergibt sich eine starke Anisotropie des gemessenen Tunnelwiderstands mit einer maximalen Änderung von 250 % zwischen dem minimalen Wert bei 90° und dem Maximum bei 165° . Ebenso wurde eine extreme Vergrößerung des Effekts bei einer Temperatur von $T = 1,7\text{ K}$ und niedrigen Bias-Spannungen beobachtet. Dies ist laut Pappert et al. durch einen von der Magnetisierung abhängigen Metall-Isolator-Übergang begründet [44].

1.4.2 TAMR in Fe/GaAs/Au

Der TAMR-Effekt wurde erstmalig von Moser et al. in epitaktischen Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen nachgewiesen [5]. Die Messungen wurden in einer in-plane-Konfiguration durchgeführt und ergaben einen anisotropen Tunnelwiderstand mit einer charakteristischen zweifachen Symmetrie, welche eine ausgesprochene Abhängigkeit von der an den Tunnelkontakt angelegten Spannung aufweist. Vergleichbare Messungen wurden ebenfalls im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt und sind in Abschnitt 3 dargestellt. Zu den durchgeführten Messungen wurde von Alex Matos-Abiague und Jaroslav Fabian ein theoretisches Modell erstellt, das die Bedeutung der Spin-Bahn-Wechselwirkung innerhalb der GaAs-Tunnelbarriere und an den Fe/GaAs-Grenzflächen für die Entstehung des TAMR hervorhebt [5,6,7]. Dieses theoretische Modell ist Gegenstand der folgenden Beschreibungen.

Rolle der Spin-Bahn-Wechselwirkung für den TAMR

Die Rolle der Spin-Bahn-Wechselwirkung wurde bereits in theoretischen Untersuchungen zum out-of-plane TAMR in Tunnelstrukturen mit isolierenden Barrieren herausgestellt [45,46,47,48]. Im Fall asymmetrischer Tunnelstrukturen wurde hierbei wegen des starken elektrischen Felds entlang der Ferromagnet/Isolator-Grenzfläche die Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkung als für den TAMR verantwortlicher Mechanismus identifiziert. Die Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkung resultiert aus einer strukturbedingten Inversionsasymmetrie (Structure Inversion Asymmetry, kurz: SIA), wie sie beispielsweise bei Halbleiter-Heterostrukturen durch einen asymmetrischen Potentialverlauf auftritt, und kann durch ein äußeres elektrisches Feld beeinflusst werden [49,50]. Die Aufhebung der räumlichen Inversionssymmetrie führt ebenfalls zu einer Aufhebung der Spinentartung der Elektronen- und Lochzustände,

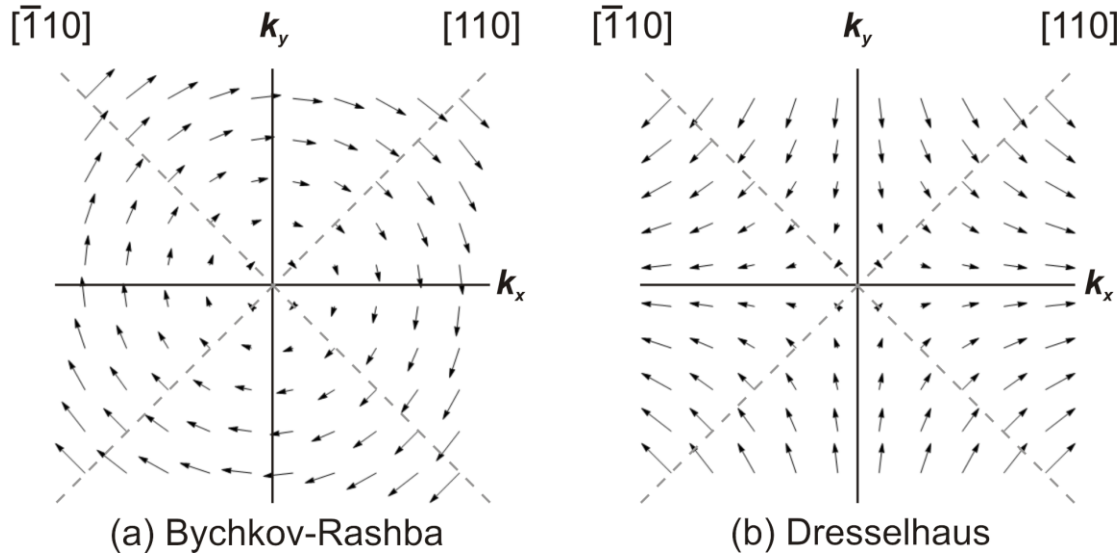


Abbildung 1.11: Vektorplots der effektiven Spin-Bahn-Magnetfelder $\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})$ für (a) Bychkov-Rashba- und (b) Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung.

selbst wenn kein externes Magnetfeld angelegt wird. Die Voraussetzung für die Entartung der $E(\mathbf{k})$ -Dispersion ist nämlich das gleichzeitige Vorhandensein von räumlicher Inversionssymmetrie und Zeitumkehrsymmetrie [7]. Die Anwesenheit der Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkung geht einher mit einem effektiven magnetischen Feld innerhalb der Barriere und an den Grenzflächen, das die Elektronen während des Tunnelns „sehen“ [6]. Dieses effektive Magnetfeld kann durch

$$\mathbf{w}_{\text{BR}} = (-\alpha k_y, \alpha k_x, 0) \quad (1.20)$$

beschrieben werden und ist in Abbildung 1.11 (a) schematisch dargestellt. α stellt hierbei den Bychkov-Rashba-Parameter dar, der die Stärke der Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkung angibt. $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y)$ ist der Wellenvektor in der Ebene der Schichten. Bedingt durch die Tatsache, dass dieses effektive Spin-Bahn-Feld in der Ebene der Schichten der Tunnelstruktur liegt, ist es offensichtlich, dass unterschiedliche Ausgangssituationen vorliegen, wenn die Magnetisierung in der Schichtebene liegt oder senkrecht auf dieser steht. Dies führt letztendlich zu dem out-of-plane TAMR-Effekt. Im Falle des untersuchten in-plane TAMR hingegen gestaltet sich die Situation komplizierter. Aus Symmetrieüberlegungen folgt, dass die bloße Anwesenheit der Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkung nicht ausreichend ist, um die zweifache Symmetrie des beobachteten TAMR zu erklären [6].

Dieser Effekt kann theoretisch modelliert werden, indem zusätzlich der Einfluss der Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung und deren Interferenz mit der Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkung auf den Tunnelprozess berücksichtigt wird [5,6,7].

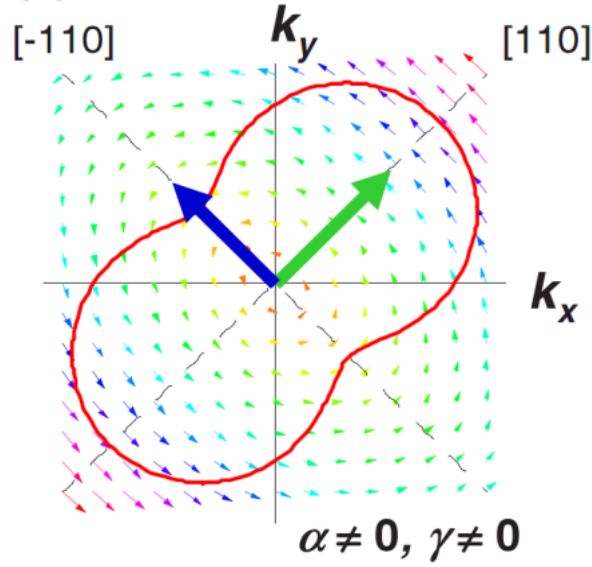


Abbildung 1.12: Schematische Darstellung der Anisotropie des Spin-Bahn-Felds $\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})$ in Anwesenheit von sowohl der Bychkov-Rashba- als auch der Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung. Die dünnen Pfeile stellen einen Vektorplot des Spin-Bahn-Felds \mathbf{w} dar. Die durchgezogene Linie ist ein Polarplot der Stärke des effektiven Spin-Bahn-Magnetfelds $|\mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel})|$ für einen festen Wert von $k_{\parallel} = |\mathbf{k}_{\parallel}|$. Hierfür ergibt sich eine uniaxiale Anisotropie im \mathbf{k}_{\parallel} -Raum. Zeigt die Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht in $[\bar{1}10]$ -Richtung (blauer Pfeil), ist die Richtung des maximalen Spin-Bahn-Felds parallel zu den Spins, welche die Barriere folglich relativ leicht durchtunneln können. Liegt die Magnetisierung entlang der $[110]$ -Richtung (grüner Pfeil), ist das stärkste Spin-Bahn-Feld senkrecht zu den ankommenden Spins (aus [6]).

Hierbei spielt die epitaktische GaAs-Tunnelbarriere eine entscheidende Rolle. GaAs kristallisiert in der Zinkblende-Struktur, welche kein Inversionszentrum besitzt. Die Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung ist intrinsisch in solchen Volumenmaterialien, die keine räumliche Inversionssymmetrie aufweisen wie in der GaAs-Tunnelbarriere [51]. Man spricht hierbei von der sogenannten Bulk Inversion Asymmetry (BIA). Die Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung hat demzufolge ebenfalls eine Aufhebung der Spinentartung der Bänder zur Folge [7].

Das Auftreten des in-plane TAMR hängt also im beschriebenen Modell entscheidend von der Wahl des Barrierenmaterials ab. Die Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung führt ebenfalls zu einem effektiven Magnetfeld in der Barriere mit der Form

$$\mathbf{w}_D = (\gamma k_x, -\gamma k_y, 0), \quad (1.21)$$

wobei γ dem Dresselhaus-Parameter entspricht [6]. Dieses Spin-Bahn-Magnetfeld ist in Abbildung 1.11 (b) schematisch dargestellt.

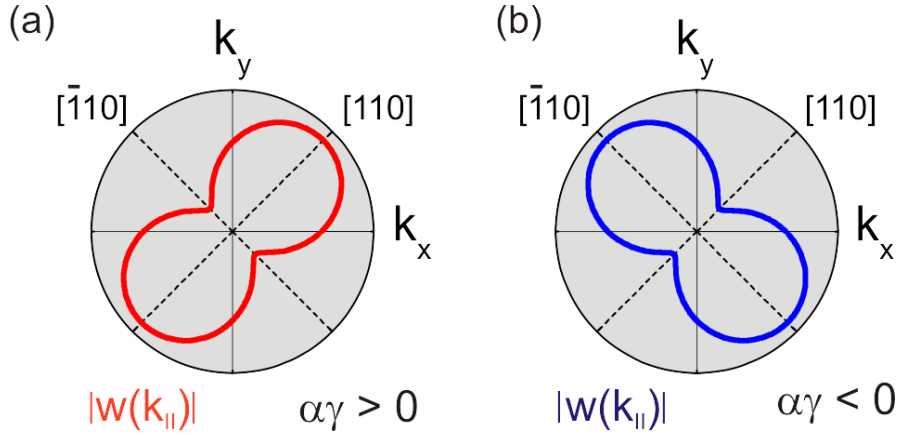


Abbildung 1.13: Betrag des effektiven Spin-Bahn-Felds $\mathbf{w}(\mathbf{k}_{||})$ in der Barriere und an den Grenzflächen für (a) $\alpha\gamma > 0$ und (b) $\alpha\gamma < 0$. Durch einen Vorzeichenwechsel von $\alpha\gamma$ kann die Anisotropie des effektiven Spin-Bahn-Felds um 90° gedreht werden (nach [5]).

Aus der Überlagerung der beiden effektiven Spin-Bahn-Magnetfelder ergibt sich schließlich ein Spin-Bahn-Feld der Form

$$\mathbf{w}_{\text{SOI}} = (-\alpha k_y + \gamma k_x, \alpha k_x - \gamma k_y, 0) \quad [6]. \quad (1.22)$$

Betrachtet man die Form dieses effektiven Magnetfelds für endliche Werte von α und γ in Abbildung 1.12, erkennt man, dass die Interferenz der Bychkov-Rashba- und der Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung zu einer anisotropen Spin-Bahn-Wechselwirkung mit C_{2v} -Symmetrie führt [6]. Diese Symmetrie wird während des Tunnelprozesses auf den Tunnelwiderstand übertragen und führt zu der experimentell beobachteten zweifachen Symmetrie des in-plane TAMR-Effekts in Fe/GaAs/Au (vergleiche Abschnitt 3). Der Zusammenhang zwischen TAMR und dem effektiven Spin-Bahn-Magnetfeld kann veranschaulicht werden, indem man dessen Einfluss auf ein tunnelndes Elektron betrachtet. Abbildung 1.12 zeigt einen Vektorgraphen des Spin-Bahn-Felds in Abhängigkeit von $\mathbf{k}_{||}$. Ebenfalls eingezeichnet ist ein Polarplot der Feldstärke $|\mathbf{w}(\mathbf{k}_{||})|$ für einen festen Wert von $|\mathbf{k}_{||}|$. Man erkennt, dass das Spin-Bahn-Feld an den Punkten maximaler Feldstärke entlang der $[\bar{1}10]$ -Richtung orientiert ist, während es an den Punkten minimaler Feldstärke in $[110]$ -Richtung zeigt. Liegt nun die Magnetisierung der Fe-Schicht entlang der $[\bar{1}10]$ -Richtung (angedeutet durch den dicken blauen Pfeil in Abbildung 1.12), ist das maximale Spin-Bahn-Feld parallel zur Ausrichtung der tunnelnden Spins, welche in Folge dessen die Barriere relativ leicht durchtunneln können. Ist die Magnetisierung hingegen entlang der $[110]$ -Achse (dicker grüner Pfeil in Abbildung 1.12), ist das maximale Spin-Bahn-Feld senkrecht zu den eintreffenden Spins, was sich nachteilig auf die Transmission auswirkt. Aus diesem magnetisie-

rungsabhängigen Unterschied im Tunneltransport resultiert schließlich die uniaxiale Anisotropie des TAMR-Effekts.

Zusätzlich kann durch einen Vorzeichenwechsel des Produkts der Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter $\alpha\gamma$ die Anisotropie des effektiven Spin-Bahn-Felds um 90° gedreht werden. Um dies zu verdeutlichen, sind in Abbildung 1.13, ähnlich wie in Abbildung 1.12, Polarplots von $|\mathbf{w}(\mathbf{k}_\parallel)|$ für einen festen Wert von $|\mathbf{k}_\parallel|$ und verschiedene Vorzeichen von $\alpha\gamma$ dargestellt. Für $\alpha\gamma > 0$ liegen die Punkte maximaler Feldstärke entlang der $[110]$ -Achse, während diese für $\alpha\gamma < 0$ auf der $[\bar{1}10]$ -Achse sind. Diese Rotation der Anisotropie des Spin-Bahn-Felds geht einher mit einem Vorzeichenwechsel des beobachteten TAMR-Effekts. Näheres hierzu findet sich in Abschnitt 3.1.4.

Theoretisches Modell

Die folgenden Darstellungen des theoretischen Modells zum TAMR in Fe/GaAs/Au basieren auf [5,6,7]. Für die Modellrechnungen zum TAMR-Effekt wurden perfekt epitaktische Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen angenommen, die entlang der $[001]$ -Richtung (hier: z -Richtung) gewachsen sind. Wie bereits genannt, müssen hierbei sowohl die Bychkov-Rashba- als auch die Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung berücksichtigt werden. Der Hamilton-Operator, mit dem der Tunnelprozess durch die Struktur beschrieben wird, ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$H = H_0 + H_Z + H_{BR} + H_D \quad (1.23)$$

mit

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \left[\frac{1}{m(z)} \nabla \right] + V_0 \Theta(z) \Theta(d-z). \quad (1.24)$$

Die effektive Masse der tunnelnden Elektronen $m(z)$ wird innerhalb der Barriere gleich $m_c = 0,067m_0$ und in den Elektroden gleich m_0 gesetzt. Weiterhin wird eine rechteckige Barriere der Höhe V_0 und der Dicke d angenommen. $\Theta(z)$ entspricht der Heaviside Stufenfunktion.

Die Zeeman-Aufspaltung durch das Austauschfeld in der Fe-Schicht und durch das externe Magnetfeld im Fe und im Au ist durch den Term

$$H_Z = -\frac{\Delta(z)}{2} \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (1.25)$$

gegeben. Δ ist hierbei die Austauschenergie im Ferromagneten und $\boldsymbol{\sigma}$ ist der Vektor der Pauli-Matrizen. \mathbf{n} ist ein Einheitsvektor, der die in-plane Magnetisierungsrichtung in der Fe-Schicht charakterisiert. Die Zeeman-Aufspaltung im GaAs ist verglichen mit

anderen charakteristischen Energien des Systems wesentlich kleiner und wird deshalb vernachlässigt.

Die Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkung wird durch

$$H_{BR} = \frac{1}{\hbar} [\alpha_l \delta(z - z_l) - \alpha_r \delta(z - z_r)] (p_x \sigma_y - p_y \sigma_x) \quad (1.26)$$

ausgedrückt. α_l bzw. α_r stellt hierbei die Stärke dieser Spin-Bahn-Wechselwirkung an der linken bzw. rechten Grenzfläche der Tunnelstruktur dar [6]. Im Bereich kleiner Spannungen (bis hin zu einigen hundert mV) kann die Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkung innerhalb des Halbleiters vernachlässigt werden. x und y entsprechen den [100]- und [010]-Richtungen.

Die Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung ist durch den Term

$$H_D = \frac{1}{\hbar} (p_x \sigma_x - p_y \sigma_y) \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma(z) \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (1.27)$$

gegeben [6]. Der Dresselhaus-Parameter $\gamma(z)$ hat einen endlichen Wert innerhalb der GaAs-Barriere und verschwindet außerhalb. Aufgrund seiner stufenförmigen räumlichen Abhängigkeit enthält $\gamma(z)$ sowohl den Beitrag der Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung innerhalb der Barriere als auch der Grenzflächen [6].

Die Lösung der zugehörigen 1D-Schrödingergleichung erfolgt ähnlich wie in Abschnitt 1.1.1 mit der Wave-Matching-Methode. Für die z -Komponente der Wellenfunktion im Fe wird folgender Ausdruck angesetzt:

$$\Psi_{\sigma}^{(l)} = \frac{e^{ik_{\sigma}z} \chi_{\sigma}}{\sqrt{k_{\sigma}}} + r_{\sigma,\sigma} e^{-ik_{\sigma}z} \chi_{\sigma} + r_{\sigma,-\sigma} e^{-ik_{-\sigma}z} \chi_{-\sigma}. \quad (1.28)$$

Die Spinoren χ_{σ} entsprechen Spins, die parallel ($\sigma = \uparrow$) oder antiparallel ($\sigma = \downarrow$) zur Magnetisierungsrichtung \mathbf{n} ausgerichtet sind. k_{σ} ist die zugehörige z -Komponente des Wellenvektors in Fe. Der Koeffizient r beschreibt die Reflexion der Wellenfunktion an der Barriere ohne ($r_{\sigma,\sigma}$) bzw. mit ($r_{\sigma,-\sigma}$) Änderung der Spin-Ausrichtung (ohne bzw. mit Spin-Flip).

Für die Wellenfunktion in der GaAs-Barriere ergibt sich der Ansatz:

$$\Psi_{\sigma}^{(c)} = \sum_{i=\pm} A_{\sigma,i} e^{q_i z} + B_{\sigma,i} e^{-q_i z} \zeta_i \quad (1.29)$$

mit der z -Komponente des Wellenvektors im GaAs $q_{\pm} = [1 \mp (2m_c \gamma k_{\parallel} / \hbar^2)^2]^{-1/2} q_0$, wobei $q_0 = [(2m_c (V_0 - E) / \hbar^2) + k_{\parallel}^2]^{1/2}$ der z -Komponente des Wellenvektors in der Barriere in Abwesenheit der Spin-Bahn-Wechselwirkung entspricht. $k_{\parallel} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ ist hierbei die

Länge des transversalen Wellenvektors \mathbf{k}_\parallel . ζ_i sind Spinoren parallel (ζ_+) oder antiparallel (ζ_-) zur Quantisierungsrichtung $\mathbf{k}_\parallel \times \mathbf{z}$ in der Barriere.

Innerhalb der Au-Schicht gilt:

$$\Psi_\sigma^{(r)} = t_{\sigma,\sigma} e^{i\kappa_\sigma(z-d)} \chi_\sigma + t_{\sigma,-\sigma} e^{i\kappa_{-\sigma}(z-d)} \chi_{-\sigma} \quad (1.30)$$

mit der z-Komponente des Wellenvektors im Au κ_σ und den Transmissionskoeffizienten ohne ($t_{\sigma,\sigma}$) bzw. mit ($t_{\sigma,-\sigma}$) Spin-Flip.

Durch die Wahl der geeigneten Anschlussbedingungen an den Grenzflächen und das Lösen des zugehörigen linearen Gleichungssystems erhält man die noch fehlenden Koeffizienten aus den Gleichungen (1.28), (1.29) und (1.30). Somit lässt sich die Transmission wie folgt bestimmen:

$$T_\sigma(E, k_\parallel) = \text{Re} \left[\kappa_\sigma |t_{\sigma,\sigma}|^2 + \kappa_{-\sigma} |t_{\sigma,-\sigma}|^2 \right]. \quad (1.31)$$

Mit Gleichung (1.5) kann der Tunnelstrom berechnet werden. Im Fall geringer Spannungen und $T=0$ kann die Leitfähigkeit G näherungsweise durch folgenden Ausdruck bestimmt werden:

$$G = \sum_{\sigma=\uparrow,\downarrow} G_\sigma, \quad \text{mit } G_\sigma = \frac{e^2}{(2\pi)^3 \hbar} \int d^2 \mathbf{k}_\parallel T_\sigma(E_F, \mathbf{k}_\parallel). \quad (1.32)$$

Mit Hilfe von (1.19) lässt sich der TAMR bezüglich der [110]-Achse bestimmen:

$$\text{TAMR}_{[110]}(\phi) = \frac{R(\phi) - R(0)}{R(0)} = \frac{G(0) - G(\phi)}{G(\phi)}. \quad (1.33)$$

Um einen Ausdruck für die Winkelabhängigkeit des TAMR anzugeben, lässt sich folgende Näherung angeben:

$$\text{TAMR}_{[110]}(\phi) \approx \frac{e^2}{h} \frac{\langle g_{2\uparrow} k_\parallel^2 \rangle_\uparrow + \langle g_{2\downarrow} k_\parallel^2 \rangle_\downarrow}{G^{(0)}} \lambda_\alpha \lambda_\gamma [\cos(2\phi) - 1] \quad (1.34)$$

$$\text{mit } g_{2\sigma} = \frac{4\kappa_F |k_{F,\sigma}| |A_{-\sigma}|^2 |A_\sigma - A_{-\sigma}|^2 - 4 \text{Im}[A_{-\sigma}] \left[|A_{-\sigma}|^2 \text{Im} A_\sigma - |A_\sigma|^2 \text{Im} A_{-\sigma} \right]}{|A_\sigma|^4 |A_{-\sigma}|^4}, \quad (1.35)$$

wobei $A_{\pm\sigma} = k_{F,\pm\sigma} + \kappa_F + iQ$ gilt mit $Q = 2m_0 V_0 d / \hbar^2$. $k_{F,\sigma}$ entspricht dem Fermi-Wellenvektor in Fe für Majoritäts- ($k_{F,\uparrow}$) bzw. Minoritäts-Spins ($k_{F,\downarrow}$) und κ_F dem Fermi-Wellenvektor in Au.

Da die exakte Rechnung zu Gleichung (1.34) sehr lang ist, jedoch wenig zum Verständnis des TAMR und der in Abschnitt 3 dargestellten Messungen beiträgt, wird

hierfür an dieser Stelle auf [6] verwiesen. Für Gleichung (1.34) wurden die dimensionslosen Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter $\lambda_\alpha = 2m_0\bar{\alpha}/\hbar^2$ und $\lambda_\gamma = 2m_0\bar{\gamma}/\hbar^2$ eingeführt, die die effektiven Bychkov-Rashba- und Dresselhaus-Parameter $\bar{\alpha}$ und $\bar{\gamma}$ enthalten, welche sich aus den jeweiligen Beiträgen der GaAs-Barriere und den Metall/Halbleiter-Grenzflächen ergeben.

Aus Gleichung (1.34) sieht man, dass die Form und Größe des zu erwartenden TAMR-Effekts in Fe/GaAs/Au stark von der Anwesenheit der Spin-Bahn-Wechselwirkung über das Produkt $\lambda_\alpha\lambda_\gamma \propto \bar{\alpha}\bar{\gamma}$ beeinflusst wird. Ist das Produkt $\bar{\alpha}\bar{\gamma}=0$ führt dies zu einer Unterdrückung des TAMR. Wie bereits genannt folgt hieraus, dass weder die alleinige Anwesenheit der Bychkov-Rashba- noch der Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung ausreichend ist, um das Auftreten des in-plane TAMR-Effekts in Fe/GaAs/Au zu erklären. Ebenfalls folgt aus Gleichung (1.34), dass der TAMR verschwindet, wenn die Spinpolarisation der magnetischen Elektrode genügend klein wird. In diesem Fall ist $k_{F,\uparrow} \approx k_{F,\downarrow}$ und $g_{2\sigma}$ verschwindet.

Phänomenologisches Modell

Um die Ursache der Winkelabhängigkeit des TAMR in Fe/GaAs/Au zu erklären, wurde ebenfalls ein phänomenologisches Modell eingeführt, basierend auf allgemeinen Symmetriebetrachtungen. Die folgenden Ausführungen hierzu beruhen auf [5,6,7]. Die Grundlage der Überlegungen ist, dass für einen gegebenen Wert von \mathbf{k}_\parallel lediglich zwei Vorzugsrichtungen im System existieren. Zum einen ist dies die Magnetisierungsrichtung \mathbf{n} der Fe-Schicht, zum anderen die Richtung des effektiven Spin-Bahn-Magnetfelds $\mathbf{w}(\mathbf{k}_\parallel)$ in der Barriere und an den Grenzflächen. Die Anisotropie einer skalaren Größe wie der Gesamttransmission $T(E, \mathbf{k}_\parallel) = T_\uparrow(E, \mathbf{k}_\parallel) + T_\downarrow(E, \mathbf{k}_\parallel)$ kann dann aus einer Reihenentwicklung nach dem Skalarprodukt $\mathbf{n} \cdot \mathbf{w}(\mathbf{k}_\parallel)$ gewonnen werden. Die Gesamttransmission bis hin zu Termen zweiter Ordnung ist folglich gegeben durch:

$$T(E, \mathbf{k}_\parallel) \approx T^{(0)}(E, k_\parallel) + T^{(1)}(E, k_\parallel)[\mathbf{n} \cdot \mathbf{w}(\mathbf{k}_\parallel)] + T^{(2)}(E, k_\parallel)[\mathbf{n} \cdot \mathbf{w}(\mathbf{k}_\parallel)]^2. \quad (1.36)$$

Für die Leitfähigkeit erhält man hieraus:

$$G = \frac{e^2}{(2\pi)^2 \hbar} \left\langle T^{(0)}(E_F, k_\parallel) \right\rangle + \left\langle T^{(2)}(E_F, k_\parallel)[\mathbf{n} \cdot \mathbf{w}(\mathbf{k}_\parallel)]^2 \right\rangle, \quad (1.37)$$

wobei $\langle \dots \rangle$ dem Mittelwert über \mathbf{k}_\parallel entspricht. Der Term erster Ordnung verschwindet nach dem Mitteln über alle \mathbf{k}_\parallel , da $\mathbf{w}(\mathbf{k}_\parallel) = -\mathbf{w}(-\mathbf{k}_\parallel)$ ist.

Im betrachteten System kann die Leitfähigkeit ebenfalls durch

$$G = G^{(0)} + \Delta G_{SO} \quad (1.38)$$

ausgedrückt werden, wobei

$$G^{(0)} = \frac{e^2}{(2\pi)^2 h} \langle T^{(0)}(E_F, k_{\parallel}) \rangle \quad (1.39)$$

die Leitfähigkeit in Abwesenheit der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist. Die Änderung der Leitfähigkeit bedingt durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist durch

$$\Delta G_{SO} = \frac{e^2}{(2\pi)^2 h} \left(\frac{1}{2} \langle [\bar{\alpha}^2 + \bar{\gamma}^2] T^{(2)}(E_F, k_{\parallel}) k_{\parallel}^2 \rangle + \langle \bar{\alpha} \bar{\gamma} T^{(2)}(E_F, k_{\parallel}) k_{\parallel}^2 \rangle \cos(2\phi) \right) \quad (1.40)$$

gegeben. Mit Gleichung (1.33) folgt für den TAMR:

$$TAMR_{[110]} = \frac{G^{(0)} + \Delta G_{SO}(0)}{G^{(0)} + \Delta G_{SO}(\phi)} - 1. \quad (1.41)$$

Da im betrachteten System $\Delta G_{SO}(\phi)/G^{(0)} \ll 1$ ist und man Gleichung (1.41) nach $\Delta G_{SO}(\phi)/G^{(0)}$ entwickeln kann, folgt:

$$TAMR_{[110]} \approx \frac{\Delta G_{SO}(0) - \Delta G_{SO}(\phi)}{G^{(0)}}. \quad (1.42)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (1.39) und (1.40) folgt hieraus schließlich:

$$TAMR_{[110]} \propto \bar{\alpha} \bar{\gamma} [\cos(2\phi) - 1]. \quad (1.43)$$

Der auf diese Art gewonnene Ausdruck für die Winkelabhängigkeit des TAMR ist konsistent mit dem Ergebnis der theoretischen Rechnungen aus Gleichung (1.34). Ebenfalls reproduziert wird hierbei die Abhängigkeit der Größe und des Vorzeichens des TAMR vom Produkt $\bar{\alpha} \bar{\gamma}$ der beiden effektiven Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter.

1.5 Charakterisierung der verwendeten Materialsysteme

Im vorliegenden Abschnitt soll ein Überblick über die wichtigsten strukturellen und magnetischen Eigenschaften der verwendeten Materialien gegeben werden. Für die Arbeit wurden Tunnelstrukturen hergestellt, welche auf epitaktischen Fe/GaAs-, FeCo/GaAs- und FePt/GaAs-Grenzflächen basieren. Als epitaktisches Wachstum be-

zeichnet man geordnetes Kristallwachstum, bei dem die von einem einkristallinen Substrat vorgegebene Kristallordnung auf eine aufgewachsene Schicht übertragen wird [52]. Um Epitaxie auf Kristalloberflächen zu gewährleisten, muss zum einen die Wechselwirkung zwischen dem Substrat und den Atomen des aufzuwachsenden Materials stark genug sein, damit deren Anordnung vom Oberflächengitter des Substrats bestimmt wird. Zum anderen ist es erforderlich, dass die Gitterkonstante des aufzuwachsenden Materials a_{Schicht} in der gleichen Größenordnung derer des Substrats a_{Substrat} ist. Die Gitterfehlانpassung ist durch

$$f = \frac{a_{\text{Schicht}} - a_{\text{Substrat}}}{a_{\text{Substrat}}} \quad (1.44)$$

definiert. Es ist hierbei nicht erforderlich, dass ein Verhältnis der Gitterkonstanten $a_{\text{Schicht}} / a_{\text{Substrat}}$ von etwa eins vorliegt. Epitaktisches Wachstum ist ebenso für näherungsweise rationale Verhältnisse der Gitterkonstanten möglich [52].

Auf das Wachstum der verwendeten ferromagnetischen Materialien auf der einkristallinen GaAs-Tunnelbarriere und den resultierenden magnetischen Eigenschaften dieser Materialsysteme wird in den folgenden Abschnitten eingegangen.

1.5.1 Wachstum und magnetische Eigenschaften von Fe auf GaAs

Über das epitaktische Wachstum von Fe auf GaAs berichteten 1979 erstmals Waldrop und Grant [53]. Seither erschien eine ganze Reihe von Veröffentlichungen sowohl zu den strukturellen als auch den magnetischen Eigenschaften von Fe(001)-Schichten auf GaAs(001). Hierbei wurde festgestellt, dass die Art des Wachstums stark von der Oberfläche der GaAs-Schicht abhängt.

Über das Wachstum von Fe auf Ga-reichen GaAs-Rekonstruktionen berichteten Chambers et al., dass Fe zunächst dreidimensional aufwächst [54]. Ihre Untersuchungen ergaben, dass bei einer Bedeckung von 1,5 ML bereits Fe-Inseln von bis zu 3 ML auftreten. Moosbühler zeigte ebenfalls für Ga-reiche Oberflächenrekonstruktionen, dass Fe bei Raumtemperatur nicht ideal-lagenweise aufwächst [52]. Ab bereits 0,1 ML sind runde Fe-Keime beobachtbar, die bereits eine Höhe von ca. 3 Atomlagen Fe aufweisen können. Die Anordnung dieser Fe-Keime wird von der jeweiligen Rekonstruktion der GaAs-Oberfläche bestimmt. Ab einer Fe-Bedeckung von 2 ML ist kein Unterschied mehr zwischen den verschiedenen Rekonstruktionen zu erkennen. Die Fe-Inseln sind zusammengewachsen und es setzt quasi-lagenweises Wachstum ein.

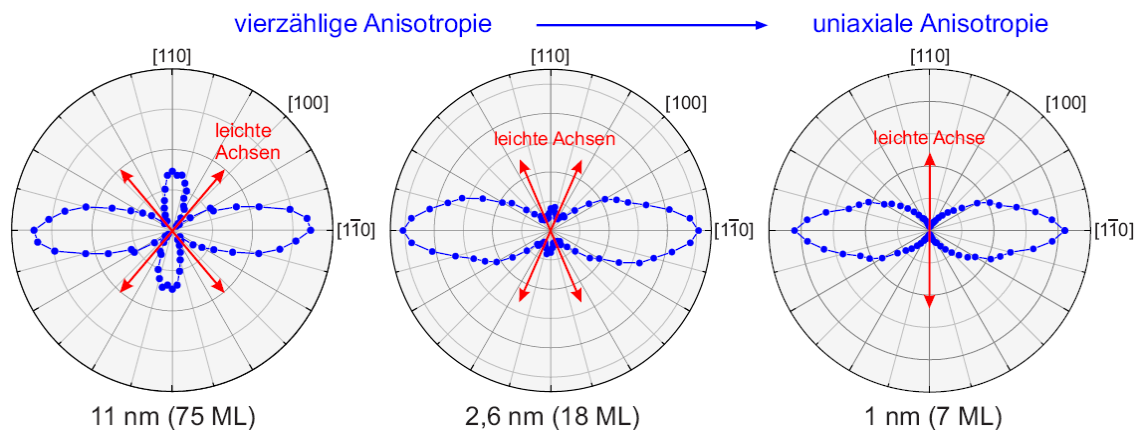


Abbildung 1.14: Polarplots der Magnetisierungsarbeit bei epitaktischen Fe(001)-Schichten auf GaAs(001) für verschiedene Dicken der Fe-Schichten. Mit abnehmender Dicke überwiegt der Einfluss der uniaxialen magnetischen Anisotropie (aus [55]).

Bei der Untersuchung des Wachstums von Fe auf As-reichen GaAs-Rekonstruktionen stellten Kneedler und Thibado et al. fest, dass Fe zunächst bis zu einer Dicke von 0,5 ML zweidimensional aufwächst [56,57]. Erst ab einer Bedeckung von 1 ML treten gelegentlich Fe-Inseln von bis zu 2 ML Höhe auf. Damit scheint Fe auf As-reichen GaAs-Oberflächen glatter aufzuwachsen als auf den Ga-reichen. Thibado et al. folgern daraus, dass die Fe-Atome Bindungen mit den As-Atomen gegenüber Bindungen mit Ga-Atomen bevorzugen, da ihrer Ansicht nach Fe-As-Bindungen stabiler als Fe-Ga-Bindungen sind [57]. Das zunächst dreidimensionale Wachstum von Fe auf den Ga-reichen GaAs-Rekonstruktionen erklären sie damit, dass Fe auf diese Weise den Kontakt zu den Ga-Atomen minimiert.

Unabhängig von der Oberflächenrekonstruktion von GaAs wird von Sano und Miyagawa beim Raumtemperatur-Wachstum von Fe auf GaAs ein durch Oberflächen-segregation verursachter aufschwimmender As-Film beobachtet [58,59]. Dieser kann bis zu einer Fe-Dicke von 560 ML nachgewiesen werden und bleibt selbst beim nachfolgenden Wachstum von Au noch erhalten. Aufschwimmendes Ga kann erst ab einer Wachstumstemperatur oberhalb von $T = 220^\circ\text{C}$ beobachtet werden. Generell kann von einer Durchmischung der Atome des Substrats und der Fe-Atome an der Grenzfläche ausgegangen werden [60]. Um die Interdiffusion zu minimieren und damit die Qualität der Fe/GaAs-Grenzfläche zu verbessern, wurden von Lee et al. Fe-Schichten auf GaAs bei einer Temperatur von $T = 130\text{ K}$ gewachsen [60]. Sie fanden heraus, dass dadurch die Diffusion von As- und Ga-Atomen in die Fe-Schicht unterdrückt werden kann. Die gewachsenen Fe-Filme waren auch nach dem Aufwärmen bis hin zu einer Temperatur von $T = 400\text{ K}$ stabil.

Bereits die ersten Untersuchungen zur magnetischen in-plane Anisotropie von dünnen Fe-Schichten auf GaAs zeigten, dass die aus der kubischen Kristallsymmetrie erwartete vierzählige Anisotropie von einem uniaxialen Beitrag überlagert wird, dessen Ursache zunächst ungeklärt blieb [61]. Moosbühler zeigte, dass die magnetisch leichte Achse der uniaxialen Anisotropie unabhängig von der Oberflächenrekonstruktion der GaAs-Schicht immer entlang der [110]-Richtung liegt [52]. Ein geringfügiger Unterschied in der Stärke der auftretenden uniaxialen Anisotropie zwischen den verschiedenen GaAs-Rekonstruktionen wird nur für Fe-Schichtdicken unter 10 ML beobachtet. Ab dieser kritischen Dicke ist kein Unterschied in den magnetischen Eigenschaften der Fe-Schichten auf GaAs festzustellen. Hieraus wurde geschlossen, dass die Struktur der Fe/GaAs(001)-Grenzfläche, unabhängig von der anfänglich vorliegenden Oberflächenrekonstruktion, immer die gleiche ist [52]. Während des Fe-Wachstums setzt somit ein Umordnungsprozess ein, der solange andauert bis die endgültige Struktur der Grenzfläche ausgebildet ist. Die ursprüngliche Rekonstruktion wird hierbei zerstört. Die überschüssigen Ga- und As-Atome müssen entweder durch Segregation an die Fe-Oberfläche, wie für As beobachtet wird, oder durch Einbau in die Fe-Schicht von der Grenzfläche weichen. Fe-Schichten unter 10 ML, bei denen dieser Umordnungsprozess noch nicht abgeschlossen ist, zeigen deshalb, je nach GaAs-Rekonstruktion, leicht unterschiedliches magnetisches Verhalten. Die ursprüngliche Oberflächenrekonstruktion hat somit keinen nennenswerten Einfluss auf die uniaxiale Komponente der magnetischen Anisotropie und wurde deshalb von Moosbühler als Ursache dieser ausgeschlossen [52]. Ebenso wurde von ihm ausgeschlossen, dass eine anisotrope Verspannung der Fe-Schicht auf GaAs zu der uniaxialen Anisotropie führt, da in keiner der untersuchten Proben derartiges Verhalten nachgewiesen wurde. Er schließt daraus, dass es sich bei der uniaxialen Anisotropie um einen rein elektronischen Effekt handelt.

In Abbildung 1.14 ist die Magnetisierungsarbeit für Fe(001) auf GaAs(001) für verschiedene Fe-Dicken dargestellt. Aus den gezeigten Graphen ist zu erkennen, dass bei geringen Dicken der Fe-Schicht der Einfluss der uniaxialen Anisotropie überwiegt.

1.5.2 Wachstum und magnetische Eigenschaften von FeCo auf GaAs

Für FeCo wird eine große Spinpolarisation an der Fermi-Energie erwartet, was es zu einem interessanten Kandidaten für spintronische Bauelemente macht [62]. Da die Größe des TAMR laut dem in Abschnitt 1.4.2 vorgestellten Modell unter anderem von der Spinpolarisation an der Ferromagnet/Halbleiter-Grenzfläche beeinflusst wird,

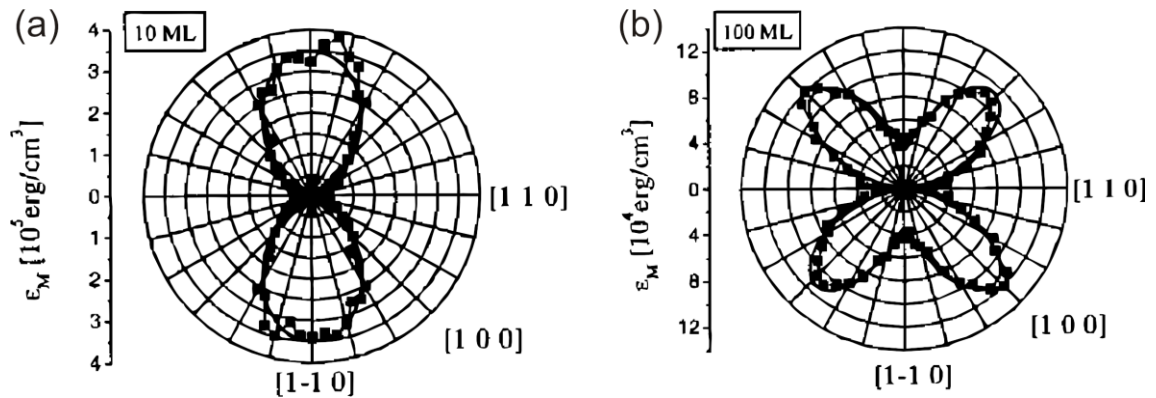


Abbildung 1.15: Polarplots der Magnetisierungsenergie pro Einheitsvolumen von FeCo-Schichten auf GaAs(001). Bei dünnen Schichten überwiegt ähnlich wie bei Fe auf GaAs die uniaxiale magnetische Anisotropie (aus [62]).

wurden deshalb im Rahmen der vorliegenden Arbeit ebenfalls FeCo/GaAs/Au-Tunnelstrukturen hinsichtlich des TAMR-Effekts untersucht.

Untersuchungen zu bulk $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ -Legierungen haben gezeigt, dass diese für $0,25 < x \leq 1$ eine stabile bcc-Struktur mit einer geringen Gitterfehlانpassung zu GaAs(001) aufweisen [63,64]. Bezüglich der strukturellen und magnetischen Eigenschaften wurden epitaktische FeCo-Schichten auf GaAs beispielsweise in [62] erforscht. Konkret wurden hier $\text{Fe}_{34}\text{Co}_{66}$ -Schichten gewachsen. Aus in situ RHEED-Untersuchungen während des Wachstumsprozesses konnten zwei Wachstumsschritte identifiziert werden. Zunächst nimmt die Intensität des scharfen Beugungsmusters der glatten GaAs-Oberfläche mit zunehmender Dicke der FeCo-Schicht ab und verschwindet bei einer Dicke von FeCo von 1 ML. Dies kann durch die Entstehung von dreidimensionalen FeCo-Inseln erklärt werden. Über 4 ML wachsen die Inseln zusammen und es sind wieder RHEED-Reflexe wahrnehmbar, die der bcc-Struktur von FeCo entsprechen. Ein ähnliches Verhalten wurde bereits für das Wachstum von Fe auf Co von Zölfl et al. beobachtet [65].

Die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften ergab, dass die magnetische in-plane Anisotropie der FeCo-Schichten auf GaAs, ähnlich wie bei Fe auf GaAs beobachtet wurde, aus einer Überlagerung zweier Komponenten besteht: einer vierzähligen Anisotropie und einer uniaxialen [62]. Die leichte Richtung der uniaxialen Anisotropie wird, wie bei Fe auf GaAs, auch bei FeCo auf GaAs entlang der kristallographischen [110]-Richtung beobachtet. Ein Unterschied zu Fe/GaAs wird bei der vierzähligen Anisotropie festgestellt. Die magnetisch leichten Achsen dieser liegen bei FeCo/GaAs entlang der [110]- und $[\bar{1}10]$ -Richtungen, während die schweren Achsen in den [100]- und [010]-Richtungen beobachtet werden.

Auch in FeCo/GaAs überwiegt bei dünnen Schichtdicken des ferromagnetischen FeCo-Films die uniaxiale Komponente der magnetischen Anisotropie, während für wachsende Dicken der Einfluss der vierzähligen Anisotropie zunimmt [62]. Um dies zu verdeutlichen ist in Abbildung 1.15 die Magnetisierungsenergie pro Einheitsvolumen einer 10 ML (a) und einer 100 ML (b) dicken FeCo-Schicht auf GaAs dargestellt.

1.5.3 Wachstum und magnetische Eigenschaften von FePt auf GaAs

Die Herstellung von dünnen FePt-Schichten hat aufgrund des möglichen Vorliegens einer starken senkrechten magnetischen Anisotropie in der letzten Zeit großes Interesse geweckt. Das Auftreten dieser senkrechten Anisotropie wird durch die Struktur des gewachsenen FePt-Films beeinflusst. Besonders hervorzuheben ist hierbei die flächenzentriert tetragonale (fct) bzw. $L1_0$ -Phase von FePt. Diese Phase besteht aus abwechselnd gestapelten Monolagen von Fe und Pt [66]. Wachsen die Schichten parallel zur Schichtebene des Substrats, resultiert dies in einer senkrechten magnetischen Anisotropie der Struktur. Zusätzlich wird für vollständig geordnetes $L1_0$ -FePt eine sehr große magnetokristalline Anisotropieenergie, verglichen mit anderen magnetischen Materialien, theoretisch vorhergesagt [67,68] und experimentell beobachtet [69]. Es wurde jedoch gezeigt, dass die magnetischen Eigenschaften von FePt sehr stark von den strukturellen Eigenschaften, wie beispielsweise von der kristallographischen Wachstumsrichtung, dem Grad der chemischen Ordnung und dem Grad der Epitaxie, abhängen [70]. Epitaktisches Wachstum von FePt wurde zunächst auf MgO-Substraten sowohl mit Hilfe von Molekularstrahlepitaxie (Molecular Beam Epitaxy, kurz: MBE) [69,71,72,73] als auch Magnetronspütern [70,74,75] nachgewiesen. Obwohl die $L1_0$ -Phase thermodynamisch stabil bei Raumtemperatur ist, weisen bei Raumtemperatur gewachsene FePt-Schichten, wie sie auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendet wurden, im Allgemeinen nicht die $L1_0$ -Ordnung auf [76]. Geordnete $L1_0$ -FePt-Schichten werden durch Hochtemperaturwachstum bzw. nachträgliches Annealen der Strukturen hergestellt. Die hierfür benötigten Temperaturen liegen üblicherweise bei $T > 500^\circ\text{C}$ [77]. Die Wachstums- und magnetischen Eigenschaften von FePt auf GaAs(001) wurden beispielsweise in [78,79] untersucht. Ähnlich wie für Fe und FeCo, passen auch die Gitterkonstanten von FePt und GaAs gut zusammen. Es besteht hierbei ein Gitterfehlpass von ca. 2,5 %. Die FePt-Schichten wurden bei verschiedenen Temperaturen hergestellt und bezüglich des Auftretens der $L1_0$ -Phase untersucht. Hierfür wurde als Kenngröße der eindimensionale, langreichweitige chemische Ordnungsparameter S verwendet. Ist das Gitter perfekt geordnet, liegt dessen Wert bei 1,

während dieser bei zufälliger Verteilung der Atome auf die Gitterplätze den Wert 0 annimmt. Es wurde für alle verwendeten Wachstumsmethoden eine Abnahme der Ordnung mit abnehmender Wachstumstemperatur festgestellt. Beispielsweise liegt bei koverdampften $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ -Schichten bei einer Wachstumstemperatur von $T = 350^\circ\text{C}$ ein Ordnungsfaktor von $S = 0,71$ vor, während bei $T = 150^\circ\text{C}$ ein Wert von $S = 0,22$ beobachtet wird. Das bedeutet, dass die bei niedrigeren Temperaturen gewachsenen FePt-Schichten einen geringeren Anteil der $L1_0$ -Struktur aufweisen. Die hergestellten Strukturen wurden ebenfalls hinsichtlich ihrer magnetischen Anisotropie untersucht [79]. Hierfür wurden Hysteresekurven mit Hilfe von MOKE-Messungen (Magnetooptischer Kerr-Effekt) durchgeführt. Für alle untersuchten Proben wird eine senkrechte Anisotropie beobachtet. Für FePt-Schichten, welche bei einer Temperatur von $T > 200^\circ\text{C}$ gewachsen wurden, ergaben sich hierbei nahezu rechteckförmige Hysteresekurven. Proben, die bei $T = 150^\circ\text{C}$ gewachsen wurden, zeigen eine sehr kleine magnetische Remanenz und die Sättigung erfolgt erst bei höheren Feldern. Die leichte Magnetisierungsrichtung steht hier nicht mehr senkrecht zur Schichtebene, sondern ist verkippt.

2. Probenherstellung und Messverfahren

In diesem Abschnitt werden die Herstellungsverfahren der im Rahmen der Arbeit verwendeten Proben dargestellt. Im Speziellen wird hierbei das sogenannte EBASE-Verfahren (Epoxy Bond And Stop Etch) erläutert, mit dessen Hilfe die Tunnelstrukturen hergestellt wurden. Schließlich wird auf die verwendeten Messverfahren eingegangen.

2.1 Das EBASE-Verfahren

Prinzip der EBASE-Technik ist es, auf beiden Seiten einer epitaktisch gewachsenen GaAs-Schicht Metallkontakte zu strukturieren, um ein Tunnelement herzustellen. Vorteil hierbei ist, dass man den Wachstumsschritt von GaAs auf einer der beiden Metallelektroden vermeidet. GaAs wird bei einer Temperatur von 630 °C gewachsen. Bei derartigen Temperaturen kann es zu Durchmischungen an der Grenzfläche bzw. zu magnetisch toten Lagen in der ferromagnetischen Schicht kommen. Es wurde gezeigt, dass beispielsweise bei Fe bereits ab einer Temperatur von 100 °C magnetisch tote Lagen auftreten können [80]. Im Verlauf der Probenherstellung werden deshalb Prozess-Schritte vermieden, bei denen Temperaturen über 90 °C benötigt werden.

Als Ausgangsmaterial für die Herstellung der Tunnelstrukturen dient eine Halbleiterheterostruktur, die mittels Molekularstrahlepitaxie (Molecular Beam Epitaxy, kurz: MBE) bei einer Temperatur von 630 °C auf ein undotiertes GaAs(001)-Substrat gewachsen wurde. Das Schichtsystem ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Auf dem Substrat wird zunächst ein GaAs/AlAs-Übergitter gewachsen, das aus einer Abfolge von 2,26 nm dicken AlAs und 0,57 nm dicken GaAs-Schichten besteht. Es folgen eine 100 nm dicke GaAs-Schicht und eine 50 nm dicke (Al,Ga)As-Schicht. Hierauf wird die 8 nm dicke GaAs-Tunnelbarriere gewachsen. Diese wird schließlich von einer amor-

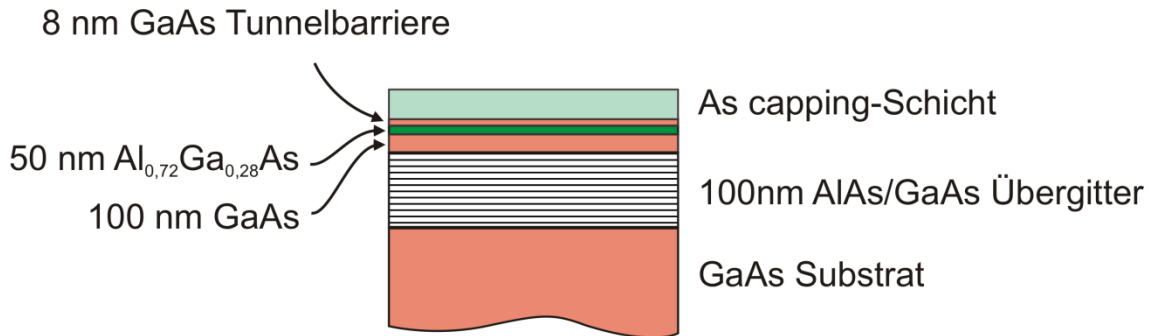


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Halbleiterheterostruktur, welche als Ausgangsmaterial zur Herstellung der Tunnelemente dient. Auf der einkristallinen GaAs-Barriere wurde zusätzlich eine amorphe As-Schicht aufgebracht, um eine Oxidation nach dem Ausschleusen aus der MBE zu verhindern.

phen As-Schicht bedeckt, die eine Oxidation nach dem Ausbau des Wafers aus der MBE verhindern soll.

Anschließend wird auf der GaAs-Tunnelbarriere die ferromagnetische Elektrode abgeschieden. Dies geschieht an der am Lehrstuhl vorhandenen Sputteranlage. Eine ausführliche Beschreibung der Anlage findet sich in [81]. Bei der Sputterdeposition werden Ar-Ionen auf ein Target des aufzuwachsenden Materials beschleunigt, die hier Atome aus dem Festkörper lösen. In der Nähe des Targets wird ein Substrat platziert, auf dem die Atome kondensieren können.

Um eine epitaktische Metall-Schicht auf der GaAs-Tunnelbarriere herzustellen, muss sichergestellt werden, dass sich während des Transports von der MBE zur Sputteranlage keine Oxidschicht auf der GaAs-Schicht bilden kann. Hierfür wird, wie bereits genannt, der Wafer im Ultrahochvakuum (UHV) der MBE mit einer As-Schutzschicht, einem sog. As-cap, bedeckt. Diese Schicht wird anschließend im UHV der Sputteranlage entfernt. Dies geschieht in unserem Fall durch Aufheizen des Wafers bis zu einer Temperatur von 250 °C. Nach ca. 30 bis 60 Minuten zeigen in situ RHEED-Aufnahmen ein deutliches Beugungsbild, woraus auf eine glatte und oxidfreie GaAs-Oberfläche geschlossen werden kann.

Die Abhängigkeit einer GaAs-Oberfläche vom Aufbringen und Entfernen einer As-capping-Schicht wurde von Chen et al. untersucht [82]. Ihre Untersuchungen ergaben, dass die Rekonstruktionen der erforschten GaAs(100)-Oberflächen entscheidend von der Temperatur beeinflusst werden, bei der die As-Schicht entfernt wird. Bis hin zu einer Temperatur von 550 °C liegen laut ihren Untersuchungen As-terminierte Rekonstruktionen vor, während diese bei höheren Temperaturen Ga-terminiert sind. Im Allgemeinen stellten sie fest, dass die Oberflächen nach dem Abheizen der As-Schicht größere Unordnung aufweisen als zuvor untersuchte GaAs-Oberflächen ohne As-cap.

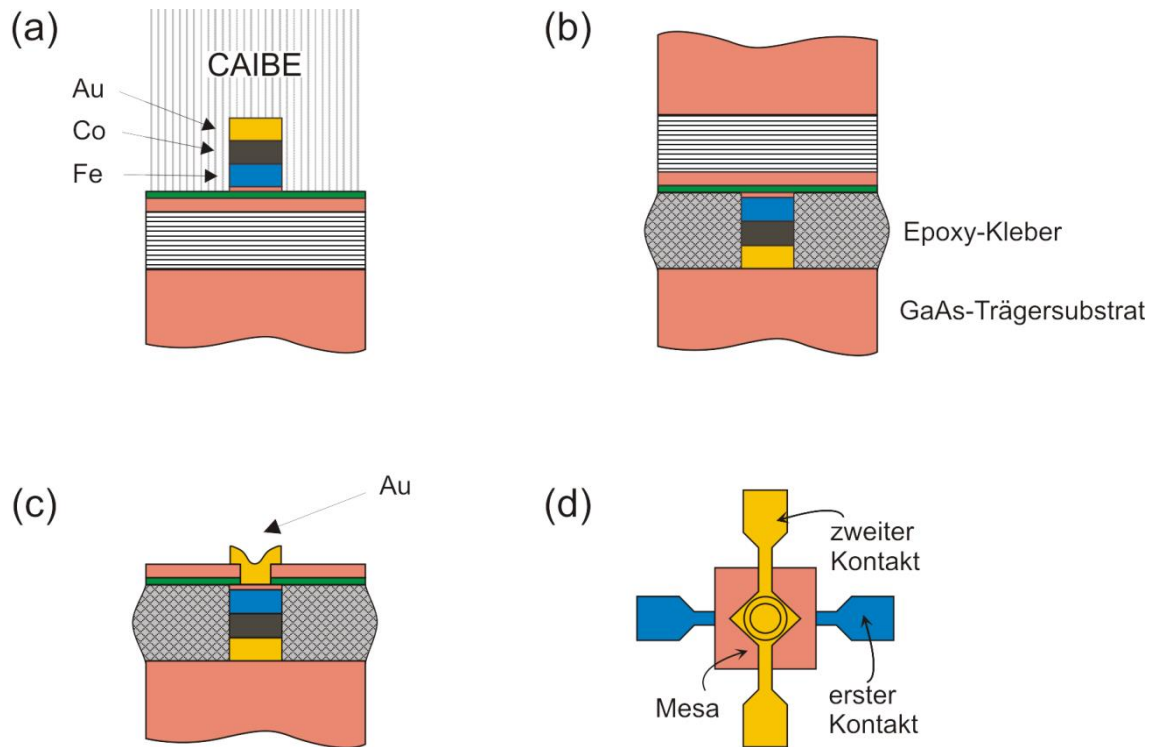


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Schritte des EBASE-Verfahrens zur Herstellung der Tunnelstrukturen. (a) Zunächst werden die Metallschichten selektiv entfernt und eine Leiterbahn definiert. (b) Anschließend wird die Probe umgedreht auf ein neues Trägersubstrat aufgeklebt. (c) Das ursprüngliche Substrat und das Übergitter werden entfernt, um die gegenüberliegende Seite der GaAs-Barriere zu kontaktieren. Hierauf wird schließlich ein Goldkontakt aufgebracht. (d) Schematische Draufsicht eines fertig prozessierten Tunnelements.

Nach dem Entfernen der amorphen As-Schicht wird der gewünschte Ferromagnet auf der Tunnelbarriere abgeschieden. Hierfür wird die geringstmögliche Leistung von 5 W verwendet, um eine Penetration der GaAs-Schicht möglichst zu vermeiden. Bei Fe entspricht dies beispielsweise einer Rate von $0,048 \text{ Å/s}$. Um das epitaktische Wachstum der ferromagnetischen Schichten zu verifizieren, wurde auch hier in situ RHEED verwendet. Der Ferromagnet wird anschließend mit einer Au-Schicht abgedeckt. Konkret wurden für die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Tunnelstrukturen ferromagnetische Schichten aus Fe, $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}$ und $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ epitaktisch auf der einkristallinen GaAs-Tunnelbarriere abgeschieden.

Um ebenfalls die gegenüberliegende Seite der GaAs-Barriere freizulegen, muss in einem der folgenden Schritte das Trägersubstrat nasschemisch entfernt werden. Um die Ätzzeit hierfür möglichst gering zu halten, wird zunächst der ursprünglich $350\text{-}500 \mu\text{m}$

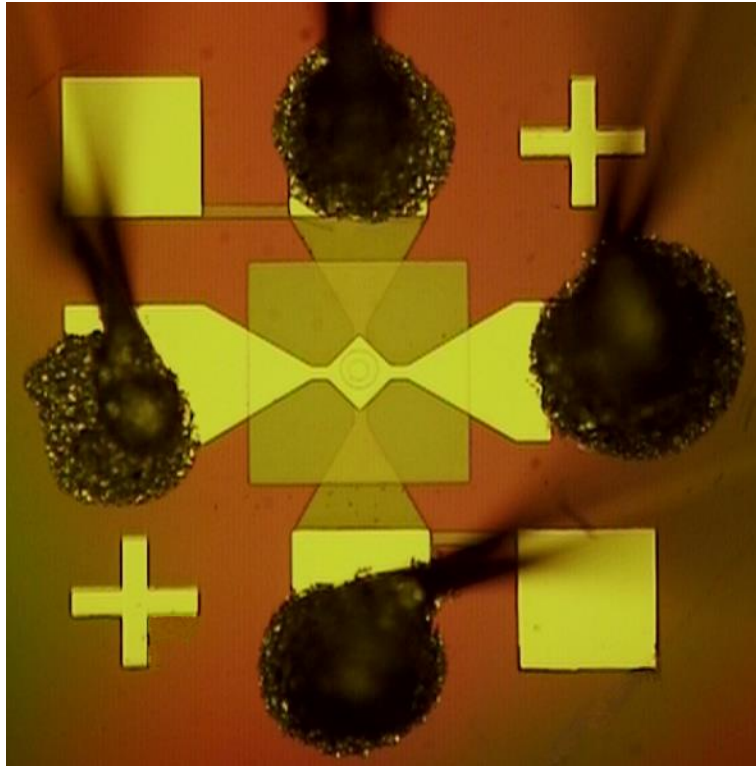


Abbildung 2.3: Lichtmikroskopaufnahme eines fertig prozessierten Tunnелеlements. Der runde Kontakt in der Mitte der Struktur ist der eigentliche Tunnelkontakt. Die Mesa (großes Quadrat) isoliert die beiden Leiterbahnen voneinander. Die Bond-Drähte wurden bei der vorliegenden Probe zusätzlich mit Leitsilberkleber fixiert.

dicke Wafer durch chemisch-mechanisches Polieren mit einer Brom-Methanol Lösung auf ca. 150 μm abgedünnt.

Die weiteren Prozessschritte sind in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt. Im ersten Schritt wird aus der flächigen Metallschicht die obere Leiterbahn strukturiert. Hierfür wird diese mit optischer Lithografie definiert und im Anschluss mit Hilfe von CAIBE (Chemically Assisted Ion Beam Etching) und nasschemischem Ätzen mit Zitronensäure: H_2O_2 (10:1) heraus geätzt. Hiernach wird die Probe mit Epoxy-Kleber umgedreht auf ein neues halbleitendes GaAs-Substrat geklebt. Anschließend wird das Originalsubstrat nasschemisch mit Ammoniaklösung und Zitronensäure: H_2O_2 (10:1) entfernt. Das Übergitter wird selektiv mit Flusssäure (HF 10%) entfernt. Diese stoppt auf der 100 nm dicken GaAs-Schicht. Im nächsten Prozessschritt wird die GaAs-Barriere freigelegt, indem mit optischer Lithografie Kontaktlöcher von 16 μm Durchmesser definiert und anschließend die dort verbliebenen GaAs- und (Al,Ga)As-Schichten nasschemisch mit Zitronensäure: H_2O_2 (10:1) und Flusssäure (1%) weggeätzt werden. Im Anschluss wird

im UHV der Sputteranlage der Rückkontakt aus Au auf der Rückseite der GaAs-Tunnelbarriere gewachsen. Dies geschieht bei einer Leistung von 10 W. Um die ferromagnetische Elektrode zu kontaktieren, werden die darüber liegenden Schichten nass-chemisch entfernt (Zitronensäure:H₂O₂ (10:1) und Flusssäure (1%)). Im Bereich des Tunnelkontakts verbleibt eine quadratische Mesa, welche dazu dient den oberen und unteren Kontakt voneinander zu isolieren.

In einem letzten Prozessschritt wird über dem Au-Kontakt eine Leiterbahn strukturiert. Dies geschieht mit optischer Lithografie und anschließendem Aufdampfen von Au in einer Aufdampfanlage. Ein fertig prozessiertes und kontaktiertes Tunnelement ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Das gewählte Probandesign erlaubt es, eine 4-Punkt-Messung des Tunnelwiderstands durchzuführen.

2.2 Messtechnik

Für die winkelabhängigen Messungen des TAMR-Effekts an den hergestellten Tunnelstrukturen ist es notwendig ein Magnetsystem zu verwenden, in welchem Felder entlang verschiedener Raumrichtungen relativ zur untersuchten Probe erzeugt werden können. Hierfür stehen am Lehrstuhl zwei unterschiedliche Aufbauten zur Verfügung. Zum einen gibt es die Möglichkeit, die Tunnelstrukturen in einem Magnetfeld konstanter Richtung mit Hilfe eines dafür vorgesehenen rotierbaren Probenhalters zu drehen. Zum anderen können mit Hilfe eines 3D-Vektormagnetsystems räumlich veränderliche Magnetfelder erzeugt werden. Die Probe wird hierbei in einer festen Ausrichtung im Feld fixiert. In den folgenden Absätzen werden zunächst die beiden verwendeten Magnetsysteme vorgestellt. Anschließend wird auf den verwendeten Messaufbau eingegangen.

Die Messungen in einem Magnetfeld konstanter Richtung fanden in einem ⁴He-Magnetkryostaten der Firma Oxford (Teslatron 10/12/64/13) statt. Eine genauere Beschreibung des verwendeten Systems findet sich beispielsweise in [83]. Die supraleitende Spule des Kryostaten erlaubt es, Magnetfelder bis zu einer Stärke von $B = 14\text{ T}$ in einer festen Raumrichtung zu erzeugen. Um die Magnetisierungsrichtung der Proben zu ändern, wird hierbei ein Probenstab verwendet, der es erlaubt, die Tunnelemente im Magnetfeld um 360° zu drehen. Um bei verschiedenen Temperaturen zu messen, wird der Probenstab in ein Variable Temperature Insert (VTI) eingeführt. Das VTI stellt einen isolierten Einsatz dar, der über ein Nadelventil mit dem ⁴He-Reservoir verbunden ist. Dies ermöglicht es, das VTI mit flüssigem Helium zu fluten und somit die Probe bei Normaldruck auf eine Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ abzukühlen. Temperaturen unter $T = 4,2\text{ K}$ können durch Erniedrigung des Dampfdrucks erreicht werden. Die

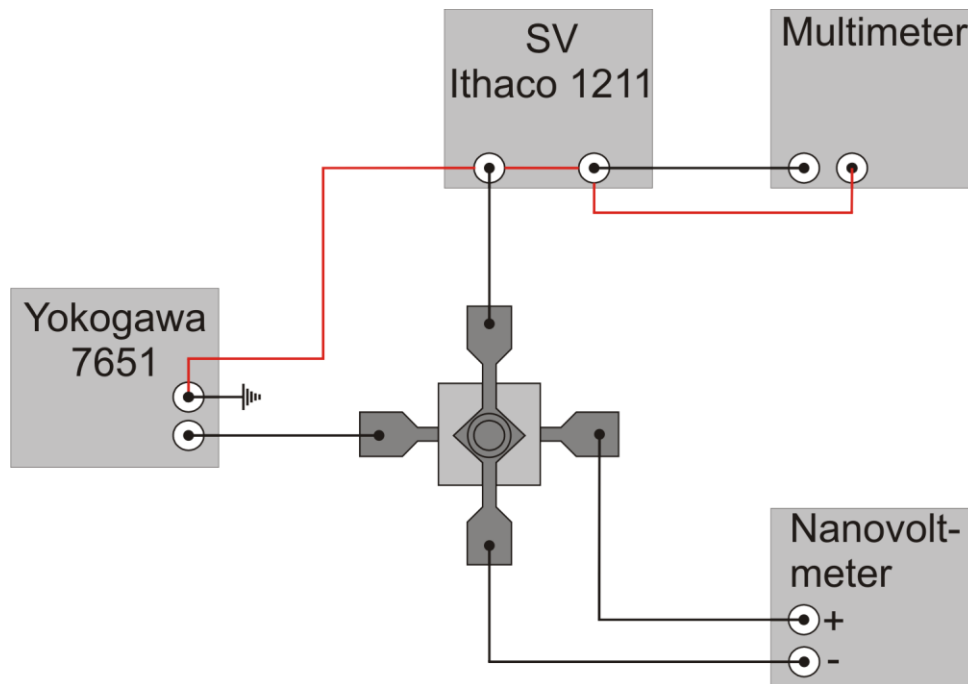


Abbildung 2.4: Skizzierter Messaufbau, der für die Messungen an den Tunnelstrukturen verwendet wurde. An den unteren, ferromagnetischen Kontakt wird eine variable Spannung angelegt. Der obere Au-Kontakt wird an den Eingang eines Strom-Vorverstärkers (SV) angeschlossen und intern auf Masse gelegt. Der Vorverstärker liefert eine dem Strom äquivalente Spannung, die über das Multimeter Agilent 34410A ausgelesen werden kann. An den verbleibenden Kontakten wird die am Tunnelkontakt abfallende Spannung mit einem Nanovoltmeter Agilent 34420 A gemessen. Die roten Linien deuten die Masseführung über die Außenleiter der verwendeten BNC-Kabel an.

minimal erreichbare Temperatur liegt bei ca. $T = 1,5\text{K}$. Temperaturen über $T = 4,2\text{K}$ können durch eine elektronisch regelbare Heizung eingestellt werden. Die Probe wird hierbei von He-Gas der eingestellten Temperatur umspült. Auf diese Weise kann eine Maximaltemperatur von $T = 200\text{K}$ erreicht werden.

Für die Messungen stand ebenfalls ein 3D-Vektormagnetsystem der Firma Cryogenic (Job Nr. 2505) zur Verfügung, welches in der Lage ist, Magnetfelder in beliebigen Raumrichtungen zu erzeugen. Auch dieses System basiert auf einem ^4He -Kryostaten. Die Besonderheit hierbei liegt in den drei enthaltenen supraleitenden Magnetspulenpaaren, die unabhängig voneinander angesteuert werden können. Durch Superposition der erzeugten Magnetfelder kann ein Magnetfeld beliebiger Richtung erzeugt werden. Der Nachteil des Systems ist, dass nur Felder bis zu einer Maximalstärke von $B = 1\text{T}$ erzeugt werden können. Aus diesem Grund musste für Messungen bei höheren Magnetfeldern auf das System von Oxford ausgewichen werden. Das verbaute VTI

arbeitet ebenfalls nach dem weiter oben beschriebenen Prinzip, erlaubt es jedoch, Messungen bis hin zu Raumtemperatur durchzuführen.

Der verwendete Messaufbau ist in Abbildung 2.4 schematisch gezeigt. Als Spannungsquelle dient ein Sourcemeter der Firma Yokogawa mit der Bezeichnung 7651, dessen Ausgang stets an den unteren, ferromagnetischen Kontakt der Tunnelstrukturen angelegt wurde. Der Au-Kontakt wird mit dem Eingang eines Strom-Vorverstärkers Ithaco 1211 verbunden und von dort aus auf Masse abgeführt. Innerhalb des Vorverstärkers wird der Strom in eine äquivalente Spannung umgewandelt. Diese Spannung ist gegenüber dem Massepotential definiert und wird am Ausgang des Vorverstärkers mit einem Multimeter der Firma Agilent mit der Bezeichnung 34410A abgegriffen. An den verbleibenden Kontakten des Tunnelelements kann die an dem Tunnelkontakt abfallende Spannung mit Hilfe eines Nanovoltmeters der Firma Agilent mit der Bezeichnung 34420A gemessen werden. Der gemeinsame Massepunkt der verwendeten Messgeräte wird über den auf Masse gelegten Ausgang des Sourcemeters Yokogawa 7651 definiert (vergleiche Abbildung 2.4). Innerhalb des Messaufbaus wird die Masse über die Außenleiter der verwendeten BNC-Kabel geführt. Dies ist in Abbildung 2.4 durch die roten Linien skizziert.

3. Messergebnisse und Diskussion

Dieser Abschnitt beinhaltet die im Rahmen der Arbeit durchgeführten Messungen. Zunächst wird auf die Untersuchungen zum TAMR-Effekt im Fe/GaAs/Au-System eingegangen. Die Ergebnisse werden mit dem in Abschnitt 1.4.2 vorgestellten Theoriemodell interpretiert, innerhalb dessen die Interferenz von Bychkov-Rashba- und Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung als Ursache des auftretenden TAMR formuliert wird. Anschließend werden die Experimente zum TAMR-Effekt auf andere Materialsysteme ausgeweitet. Konkret wurden im Verlauf der vorliegenden Arbeit auch Messungen zum TAMR-Effekt an FeCo/GaAs/Au- und FePt/GaAs/Au-Tunnelstrukturen durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in den Abschnitten 3.2 und 3.3 aufgeführt. Hierbei wird ein Bezug zu den Messungen an den Fe/GaAs/Au-Referenzproben und zu dem zugehörigen theoretischen Modell hergestellt.

3.1 TAMR-Effekt in Fe/GaAs/Au

Zunächst wurden im Rahmen der Arbeit Messungen an Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen durchgeführt und diese im Hinblick auf den TAMR-Effekt untersucht. Hierfür wurde mit den in Abschnitt 2 vorgestellten Methoden eine 12 nm dicke epitaktische Fe-Schicht auf der GaAs-Barriere gewachsen. Diese wurde anschließend mit 50 nm Co und 150 nm Au abgedeckt. Die Co-Schicht dient dazu, das Koerzitivfeld der Fe-Schicht zu verändern, damit mit Hilfe eines zweiten Fe-Kontakts auch TMR-Messungen mit dem Material durchgeführt werden können. Im Verlauf dieses Abschnitts werden zunächst die elektrischen Eigenschaften der untersuchten Tunnelelemente näher erläutert. Anschließend werden die Messungen zum TAMR-Effekt in Fe/GaAs/Au dargestellt und diese mit dem theoretischen Modell aus Abschnitt 1.4.2

verglichen. Ausgehend hiervon wurden Berechnungen von Fit-Kurven durchgeführt und versucht, die erhaltenen Messergebnisse zu reproduzieren. Um einen Teil der durchgeführten Messungen erfolgreich zu fitten, musste das Modell im Verlauf der Arbeit mehrmals erweitert werden. Auf diese Ergänzungen wird ausführlich in den jeweiligen Abschnitten eingegangen.

3.1.1 Strom-Spannungs-Charakteristik

Eine erste Charakterisierung der fertiggestellten Tunnelstrukturen erfolgt über die Auswertung der Strom-Spannungs-Charakteristik. Eingehende Untersuchungen zu Kennlinien von Tunnelstrukturen mit einkristallinen GaAs-Barrieren wurden bereits in [16,84,85] durchgeführt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird versucht anhand dieser Ergebnisse den vorliegenden Transportmechanismus festzustellen. Hierfür ist in Abbildung 3.1 (a) die Strom-Spannungs-Charakteristik eines typischen Fe/GaAs/Au-Tunnelements dargestellt. Die Kennlinie wurde bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{K}$ und ohne externes Magnetfeld aufgenommen, wobei der Au-Kontakt auf Masse gelegt und an den ferromagnetischen Kontakt eine variable Spannung angelegt wurde. Diese Belegung wurde ebenso bei allen im Verlauf der Arbeit folgenden Messungen an Tunnelstrukturen beibehalten. Wie für eine Tunnelstruktur erwartet, zeigt die Kennlinie ein stark nichtlineares Verhalten, ähnlich wie es bereits in [16,84,85] beobachtet wurde. Die Form der in Abbildung 3.1 (a) gezeigten Kurve ist somit ein erstes Indiz dafür, dass der dominierende Transportmechanismus quantenmechanisches Tunneln ist. Der typische nichtlineare Verlauf der Strom-Spannungs-Charakteristik allein ist jedoch nicht ausreichend, um diese Annahme zu beweisen. Auch Barrieren mit metallischen Kurzschlüssen, sogenannten Pinholes, weisen ähnliche nichtlineare Kennlinien auf. Um dies auszuschließen, wurden temperaturabhängige Messungen der Kennlinien der Fe/GaAs/Au-Proben bis hin zu Raumtemperatur durchgeführt. Das Auftreten von Pinholes führt zu einer Abnahme des Widerstands mit abnehmender Temperatur, während für den Tunneltransport hierbei eine leichte Zunahme des Widerstands erwartet wird. Um dies zu überprüfen, wurde in Abbildung 3.1 (b) der gemessene Strom für eine feste Spannung von $U = +100\text{mV}$ in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Wie aus [16] erwartet, zeigt sich auch bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen eine quadratische Zunahme des Tunnelstroms mit zunehmender Temperatur. Dies geht einher mit der für Tunneln erwarteten Zunahme des Widerstands bei Erniedrigung der Temperatur. Konkret wurde hierbei zwischen Raumtemperatur und $T = 4,2\text{K}$ eine Zunahme des Widerstands um einen Faktor von 1,7 beobachtet. Dies steht in guter Übereinstimmung zu den Ergeb-

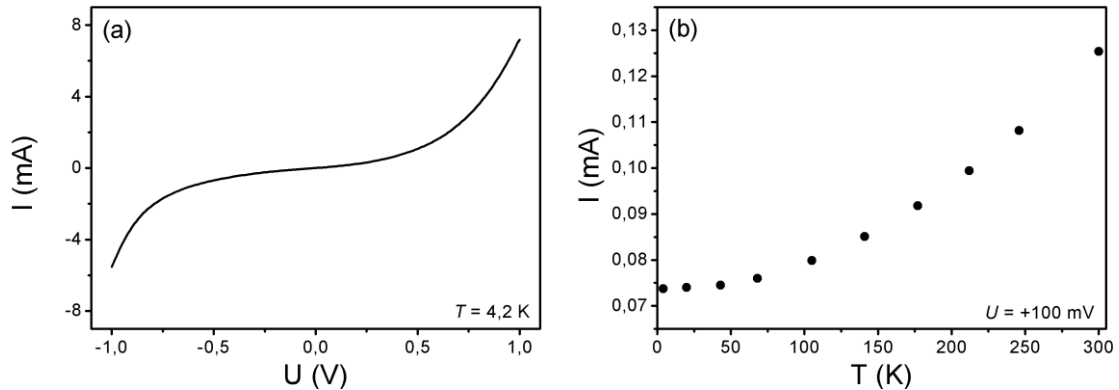


Abbildung 3.1: (a) Strom-Spannungs-Charakteristik einer untersuchten Fe/GaAs/Au-Tunnelstruktur mit 8 nm dicker Barriere bei $T = 4,2$ K und $B = 0$. Der stark nichtlineare Verlauf ist ein erstes Anzeichen, dass in den untersuchten Proben der Transport durch quantenmechanisches Tunneln erfolgt. (b) Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms bei einer angelegten Spannung von $U = +100$ mV. Wie für Tunneln erwartet, zeigt sich ein quadratischer Anstieg von I mit zunehmender Temperatur.

nissen von Kreuzer, der bei einer vergleichbaren Messung eine Zunahme von 1,57 beobachtete [16]. Er folgerte hieraus, dass die Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms in erster Linie durch die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von GaAs beeinflusst wird.

Insgesamt lässt sich aus den durchgeführten Untersuchungen der Strom-Spannungs-Charakteristik und deren Vergleich mit den Ergebnissen von Kreuzer folgern, dass bei den vorliegenden Fe/GaAs/Au-Proben quantenmechanisches Tunneln als der dominierende Transportmechanismus vorliegt.

3.1.2 Magnetfeldsweeps entlang verschiedener Richtungen

Um die Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen hinsichtlich des TAMR-Effekts zu untersuchen, wurden zunächst, ähnlich wie von Gould et al. [4], Magnetfeldsweeps in der Ebene der ferromagnetischen Schicht entlang verschiedener Richtungen durchgeführt. Hierbei wurde das Magnetfeld aus der negativen bzw. positiven Sättigung heraus bis in die positive bzw. negative Sättigung variiert und dabei der Tunnelwiderstand gemessen. In Abbildung 3.2 sind die Ergebnisse solcher Messungen bei $T = 4,2$ K und einer an den Tunnelkontakt angelegten Spannung von $U = -90$ mV gezeigt. Die Graphen beschränken sich hierbei auf den relevanten Magnetfeldbereich zwischen $B = \pm 0,2$ T. Die unterschiedlichen Richtungen des Magnetfelds sind durch den Winkel ϕ charakteri-

siert, welcher mit Bezug auf die kristallographische $[110]$ -Richtung der GaAs-Barriere gewählt wurde (vergleiche Abbildung 3.2 (a)). Ähnlich wie in [4] ergibt sich ein TMR-artiges Schaltverhalten, dessen Form, Vorzeichen und Größe von der Richtung des durchgeführten Magnetfeldsweeps abhängen. Während der Sweep entlang der $[\bar{1}10]$ -Richtung bei $\phi = 90^\circ$ einen Sprung im Tunnelwiderstand von ca. 0,08 % bei $B = \pm 20 \text{ mT}$ zur Folge hat (Abbildung 3.2 (b)), ergibt sich beispielsweise bei $\phi = 75^\circ$ eine komplexere Struktur des Widerstandsverlaufs mit einem zweiten Sprung bei ca. $B = \pm 80 \text{ mT}$ (Abbildung 3.2 (c)). Eine Messung bei einem Winkel von $\phi = 37^\circ$ hingegen zeigt keine Veränderung des Widerstands in Abhängigkeit des äußeren Magnetfelds (Abbildung 3.2 (d)). Die unterschiedlichen Formen der gezeigten Kurven lassen sich anschaulich mit Hilfe der magnetischen Anisotropie der Fe-Schicht deuten. Die beobachtete Änderung des Widerstands in Abhängigkeit des Magnetfelds im Verlauf der Messungen lässt sich durch den TAMR-Effekt in den untersuchten Tunnelstrukturen erklären.

Um die Form der gemessenen Widerstandsverläufe zu verstehen, wird zunächst exemplarisch die Kurve aus Abbildung 3.2 (c) genauer untersucht. Hierfür ist in Abbildung 3.2 (a) die magnetische Anisotropie der Fe-Schicht skizziert. Die schwarzen Pfeile kennzeichnen hierbei die schweren Achsen, während die leichten durch grüne Pfeile angedeutet werden. Zusätzlich hierzu ist die Richtung des durchgeführten Magnetfeldsweeps mit Hilfe eines roten Pfeils eingezeichnet. Die in Abbildung 3.2 (c) eingezeichneten Punkte 1-6 im Verlauf des Tunnelwiderstands entsprechen den Richtungen, welche in Abbildung 3.2 (a) durch korrespondierende Punkte 1-6 gekennzeichnet sind. Zu Beginn der Messung liegt die Magnetisierung entlang der Richtung des angelegten Magnetfelds (Punkt 1). Mit zunehmender Reduktion des Magnetfelds dreht die Magnetisierung in Richtung der benachbarten leichten Richtung. Erhöht man nun das Magnetfeld in umgekehrter Richtung, dreht sich die Magnetisierung zunächst in Richtung der schweren Achse in $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung (Punkt 2), welche im weiteren Verlauf des Magnetfeldsweeps übersprungen wird. Dies führt zur ersten sprunghaften Änderung des Tunnelwiderstands. Die abrupte Änderung der Magnetisierungsrichtung wird in Abbildung 3.2 (a) durch eine gestrichelte Linie angedeutet. Der Sprung resultiert aus der Tatsache, dass eine Ausrichtung der Magnetisierung entlang der magnetisch schweren Achse energetisch ungünstig ist. Nach dem Sprung liegt die Magnetisierung der Fe-Schicht nahe der leichten Achse (Punkt 3) und dreht in Richtung der schweren Achse in $[\bar{1}10]$ -Richtung (Punkt 4). Der zweite Sprung im Tunnelwiderstand in Abbildung 3.2 (c) entspricht dem Sprung der Magnetisierung über diese schwere Richtung zwischen Punkt 4 und 5. Bei weiterer Erhöhung des Magnetfelds dreht die Magnetisierung schließlich in die Richtung des angelegten Magnetfelds (Punkt 6).

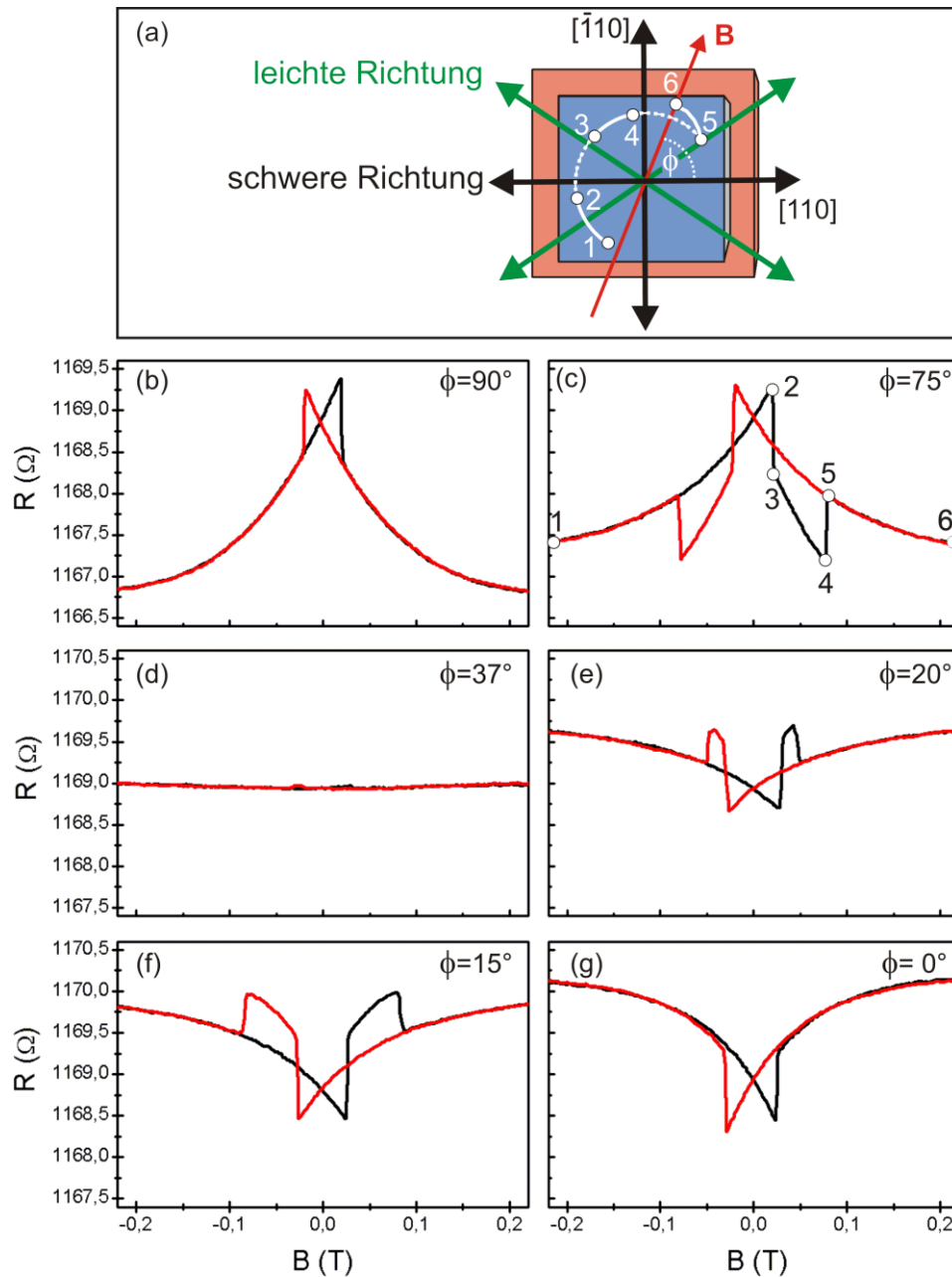


Abbildung 3.2: (a) Schematische Draufsicht der Fe-Schicht. Eingezeichnet sind die magnetisch schweren (schwarze Pfeile) und leichten (grüne Pfeile) Achsen. Der Winkel ϕ ist bezüglich der $[110]$ -Richtung der GaAs-Barriere definiert. Die Abbildungen (b)-(g) zeigen die Ergebnisse der durchgeführten Magnetfeldsweeps entlang verschiedener Richtungen bei $T = 4,2 \text{ K}$ und einer angelegten Spannung von $U = -90 \text{ mV}$. Entlang einer schweren Achse ergibt sich ein Sprung im Widerstand, dessen Vorzeichen von der Richtung abhängt ((b) und (g)). Entlang einer leichten Richtung ist der Tunnelwiderstand konstant (d). Die Messungen entlang beliebiger Richtungen führen zu komplexen Widerstandsverläufen ((c), (e) und (f)).

Variiert man das Magnetfeld entlang einer schweren Achse (vergleiche Abbildung 3.2 (b) und (g)), wird nur eine schwere Richtung übersprungen, wodurch es nur zu einer sprunghaften Änderung im Widerstandsverlauf kommt. Vergleicht man die Kurven für $\phi = 90^\circ$ (Abbildung 3.2 (b)) und $\phi = 0^\circ$ (Abbildung 3.2 (g)), erkennt man, dass die jeweiligen Sprünge im Widerstand unterschiedliche Vorzeichen aufweisen. Während bei $\phi = 90^\circ$ der Widerstand vom maximalen zu einem niedrigeren Wert springt, ist dies bei $\phi = 0^\circ$ genau umgekehrt und der Widerstand springt von einem Minimum zu einem höheren Wert. Ebenfalls ist zu erkennen, dass in $[110]$ -Richtung ein im Vergleich zu $\phi = 90^\circ$ leicht verändertes Schaltfeld von $B = \pm 27 \text{ mT}$ auftritt, was darauf hindeutet, dass die beiden schweren Richtungen nicht gleichwertig sind.

In Richtung einer leichten Achse (vergleiche Abbildung 3.2 (d)) kommt es zu keiner Änderung des Tunnelwiderstands. Dies resultiert zum einen aus der Symmetrie des beobachteten TAMR, welche im folgenden Abschnitt 3.1.3 aufgezeigt wird. Zum anderen ist hierfür verantwortlich, dass die Magnetisierung stets entlang der leichten Richtung orientiert ist und somit keine Drehungen bzw. Sprünge in andere Richtungen vollzieht. Der Widerstand nimmt hierbei den Wert an, der bei allen Richtungen für $B = 0$ auftritt. Bei der untersuchten Probe wurde die leichte Achse unter einem Winkel von $\phi = 37^\circ$ beobachtet. Bereits in [86] wurde spekuliert, dass die Richtung der leichten Achse von der Probenherstellung beeinflusst wird. Hier wurde bei vergleichbaren Proben die leichte Achse bei $\phi = 42^\circ$ beobachtet, während Moser hierfür einen Wert von $\phi = 34^\circ$ angibt [85].

Bei den Magnetfeldsweeps entlang der Richtungen zwischen leichten und schweren Achsen wird ein zweiter Sprung im Widerstand beobachtet, dessen zugehöriges Schaltfeld von der Richtung des angelegten Magnetfelds abhängt. Je näher der Winkel ϕ hierbei an der leichten Richtung liegt, umso kleiner wird der Wert des zweiten Schaltfelds. Überschreitet man den Winkel, unter dem die leichte Achse beobachtet wird, ändern sich jeweils die Vorzeichen der beobachteten Schaltereignisse.

Die Möglichkeit, dass das beobachtete Schaltverhalten durch die Co-Schicht entsteht, mit der die Fe-Schicht abgedeckt wurde, wurde bereits von Moser ausgeschlossen [85]. Hierfür wurden SQUID-Messungen (Superconducting Quantum Interference Device) durchgeführt, die das gleichzeitige Schalten der Fe- und Co-Schichten bestätigen.

3.1.3 In-plane TAMR-Effekt

Die Messungen zum in-plane TAMR im Fe/GaAs/Au-Materialsystem wurden im 3D-Vektormagnetsystem durchgeführt. Hierbei wurde an die Proben ein Magnetfeld konstanten Betrags angelegt, welches stark genug ist, die Fe-Schicht magnetisch zu

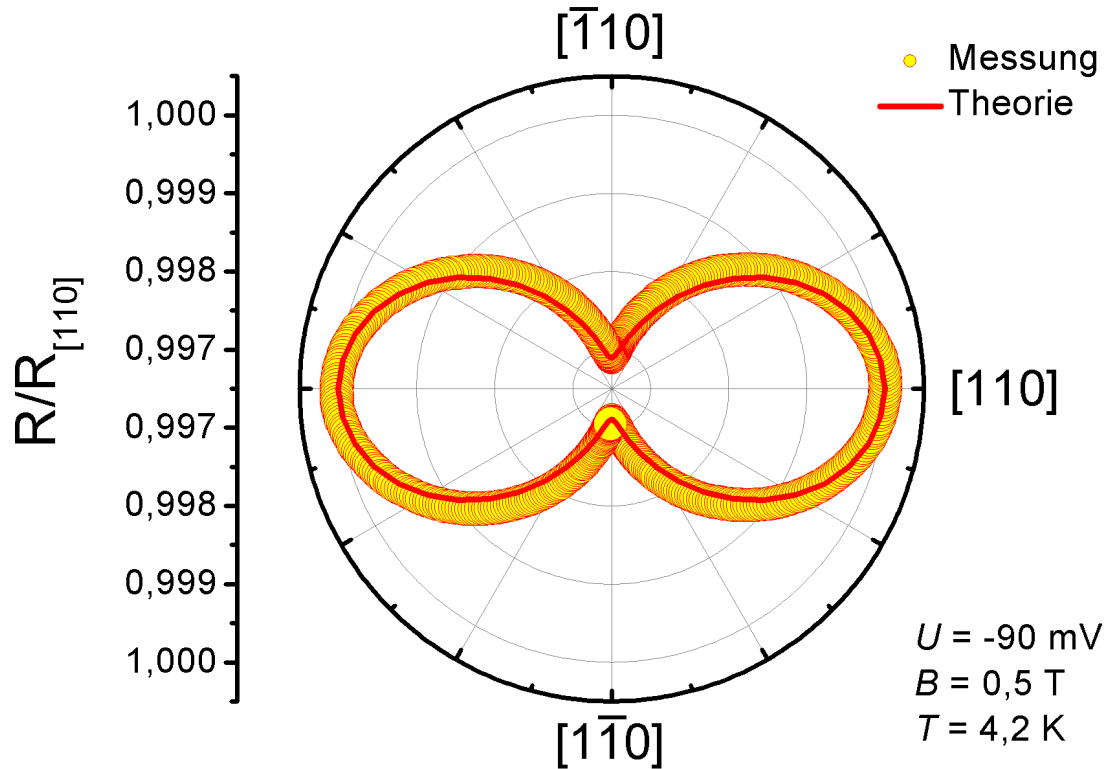


Abbildung 3.3: Auf die $[110]$ -Richtung der GaAs-Barriere normierter Tunnelwiderstand in Abhängigkeit der Magnetisierungsrichtung, aufgenommen bei $T = 4,2 \text{ K}$, $U = -90 \text{ mV}$ und $B = 0,5 \text{ T}$. Der Verlauf des Widerstands gleicht einer liegenden Acht, wobei sich in der $[110]$ -Richtung ein um ca. 0,3 % höherer Widerstand als in $[\bar{1}10]$ -Richtung ergibt. Die durchgezogene Linie entspricht einem Theorie-Fit mit $\alpha_1 = 33,13 \text{ eV } \text{\AA}^2$.

sättigen. Die Magnetisierung liegt somit stets in der Richtung des externen Magnetfelds. Um die Winkelabhängigkeit des TAMR zu messen, wird anschließend das Magnetfeld in der Ebene der Schichten um 360° gedreht und der Tunnelwiderstand gemessen. Das Ergebnis einer solchen Messung an einer typischen Fe/GaAs/Au-Tunnelstruktur bei $T = 4,2 \text{ K}$, $B = 0,5 \text{ T}$ und einer an den Tunnelkontakt angelegten Spannung von $U = -90 \text{ mV}$ ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Es ergibt sich der für das System charakteristische Widerstandsverlauf, dessen Form in der gewählten Auftragung einer liegenden Acht gleicht. Der gemessene TAMR weist die in Abschnitt 1.4.2 erwartete zweifache Symmetrie auf, wobei in $[110]$ -Richtung das Widerstandsmaximum liegt, während in $[\bar{1}10]$ -Richtung das Minimum des gemessenen Tunnelwiderstands beobachtet wird. Das exemplarisch für eine Struktur gezeigte Verhalten konnte im Rahmen der Arbeit an zahlreichen untersuchten Proben reproduziert werden. Sowohl die Winkelabhängigkeit als auch das Vorzeichen des beobachteten Effekts waren

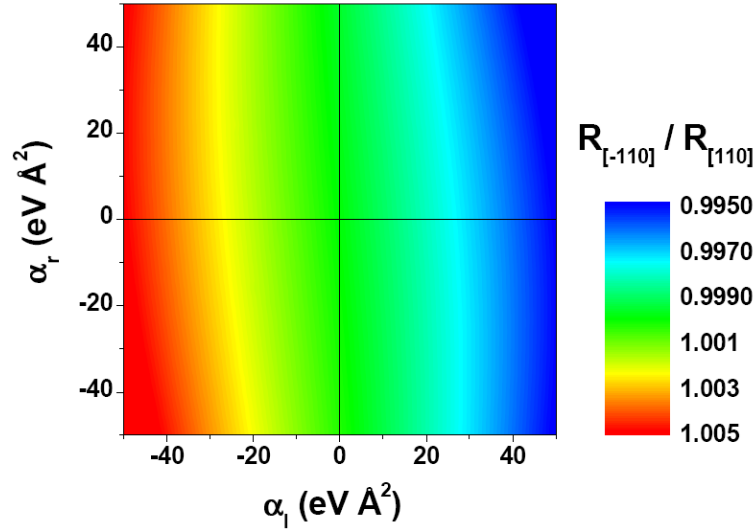


Abbildung 3.4: Berechnetes Verhältnis $R_{[-110]} / R_{[110]}$ als Funktion der Bychkov-Rashba-Parameter α_l und α_r an den Metall/Halbleiter-Grenzflächen. Das Verhältnis wird in erster Linie durch α_l bestimmt, weshalb für die Berechnungen der Fit-Kurven α_r gleich Null gesetzt wird.

bei gleichen äußeren Parametern identisch. Auf die $[110]$ -Richtung bezogen ergibt sich eine maximale Widerstandsänderung um ca. -0,3 %.

Um den AMR-Effekt als mögliche Ursache des beobachteten Effekts auszuschließen, wurden Widerstandsmessungen entlang der einzelnen Leiterbahnen für verschiedene Magnetfeldrichtungen durchgeführt. Die resultierende Widerstandsänderung war jedoch für keine der untersuchten Proben nennenswert im Vergleich zur gemessenen Änderung des Tunnelwiderstands. Der AMR wird somit bei der Interpretation der Messergebnisse vernachlässigt.

Ebenfalls ist in Abbildung 3.3 eine mit Hilfe des in Abschnitt 1.4.2 vorgestellten Modells berechnete Fit-Kurve eingezeichnet (durchgezogene Linie). Die Berechnungen wurden für $T = 0$ durchgeführt und die Barrierenhöhe $V_0 = 0,75 \text{ eV}$ gesetzt. Für die Fe-Elektrode wurde ein Stoner Modell verwendet, wobei für die Majoritäts- bzw. Minoritätsspinkanäle die Fermi-Wellenvektoren $k_{F,\uparrow} = 1,05 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$ bzw. $k_{F,\downarrow} = 0,44 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$ angenommen wurden [87]. Der Fermi-Wellenvektor in Au wurde $\kappa_F = 1,2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-1}$ gesetzt [15]. Ebenfalls wurde für die Berechnungen nur ein schwaches externes Magnetfeld angenommen, was für die gezeigten Messungen bei $B = 0,5 \text{ T}$ gerechtfertigt ist.

Für den Dresselhaus-Parameter γ wurde im Bereich der GaAs-Barriere der aus der Literatur bekannte Wert $\gamma \approx 24 \text{ eV Å}^3$ benutzt [7,88,89]. Wie bereits genannt wurde, kann der Bychkov-Rashba-Parameter im Bereich der gemessenen Spannungen innerhalb der Barriere vernachlässigt werden. Die Bychkov-Rashba-Parameter an den bei-

den Metall/Halbleiter-Grenzflächen α_l und α_r hingegen sind unbekannt. Da eine theoretische Abschätzung dieser beiden Parameter äußerst komplex ist, werden diese im Rahmen des theoretischen Modells als phänomenologische Parameter behandelt. Diese können als effektive Werte der Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkungsparameter an den jeweiligen Grenzflächen verstanden werden, die über alle zum Transport beitragenden Bänder an den Grenzflächen gemittelt wurden [6]. Um abzuschätzen, wie sich die Größe der beobachteten Anisotropie des Tunnelwiderstands in Abhängigkeit von diesen beiden Parametern verhält, wurde das Verhältnis $R_{[\bar{1}10]} / R_{[110]}$ als Funktion von α_l und α_r berechnet. Das Ergebnis hiervon ist in Abbildung 3.4 graphisch dargestellt. Es zeigt sich, dass das Verhältnis $R_{[\bar{1}10]} / R_{[110]}$ und folglich der TAMR in erster Linie von dem Bychkov-Rashba-Parameter α_l an der Fe/GaAs-Grenzfläche bestimmt wird. Die physikalische Ursache hierfür ist, dass die Zeeman-Aufspaltung in der Au-Schicht klein ist verglichen mit der Austausch-Aufspaltung der ferromagnetischen Fe-Schicht, was zur Folge hat, dass der Spin die größere Änderung an der Fe/GaAs-Grenzfläche erfährt [6]. Da α_r keinen nennenswerten Einfluss auf die Größe des TAMR-Effekts hat, wird dieser gleich Null gesetzt. Somit bleibt α_l als einziger Fit-Parameter beim Vergleich von Experiment und Theorie. Für die in Abbildung 3.3 dargestellte Fit-Kurve wurde der theoretische Wert des Verhältnisses $R_{[\bar{1}10]} / R_{[110]}$ an den experimentellen Wert angeglichen und somit α_l bestimmt. Wie aus Abbildung 3.3 hervorgeht, erreicht man eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Bemerkenswert ist, dass es ausreicht den Tunnelwiderstand bei einem einzigen Winkel zu fitten, um die gesamte Winkelabhängigkeit des gemessenen TAMR zu reproduzieren.

3.1.4 Spannungsabhängigkeit des in-plane TAMR

Um die Spannungsabhängigkeit des TAMR-Effekts in Fe/GaAs/Au zu untersuchen, wurden ähnliche Messungen wie in Abschnitt 3.1.3 bei $T=4,2\text{K}$ und $B=0,5\text{T}$ durchgeführt und die an den Tunnelkontakt angelegte Spannung variiert. Es zeigt sich hierbei, dass ein Vorzeichenwechsel der angelegten Spannung von $U=-90\text{mV}$ zu $U=+90\text{mV}$ ebenfalls einen Vorzeichenwechsel des TAMR zur Folge hat. Abbildung 3.5 (a) zeigt das Ergebnis einer TAMR-Messung für $U=+90\text{mV}$. Deutlich zu erkennen ist hierbei, dass die Form des Widerstandsverlaufs verglichen mit der in Abbildung 3.3 gezeigten Kurve für $U=-90\text{mV}$ um 90° gedreht ist und nun einer aufrechten Acht gleicht. Das Maximum des Widerstands findet sich bei $U=+90\text{mV}$ in $[\bar{1}10]$ -Richtung, während das Minimum in der $[110]$ -Richtung liegt. Die gesamte Änderung des Tunnelwiderstands zwischen $[110]$ - und $[\bar{1}10]$ -Richtung beträgt hierbei ca. 0,22 %.

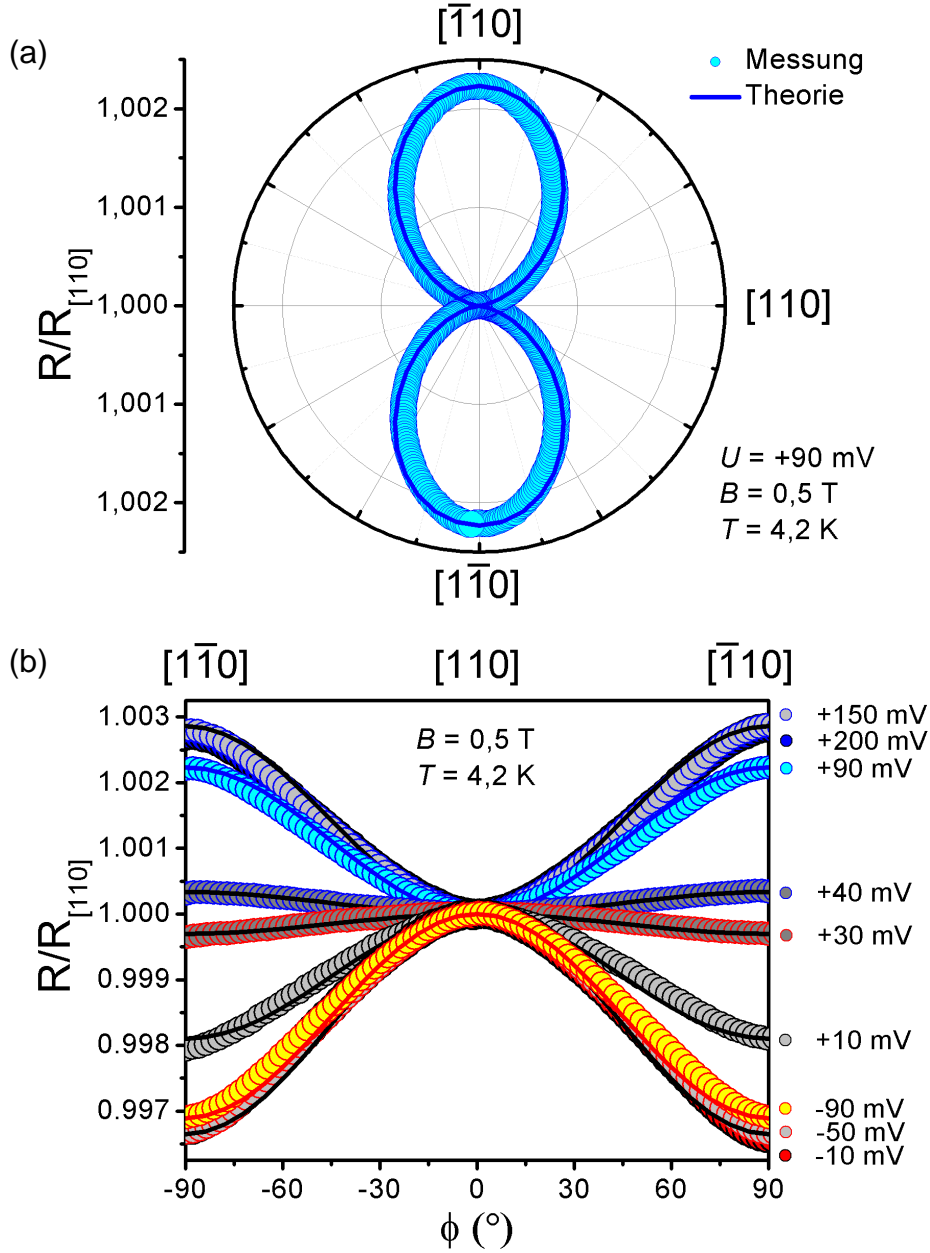


Abbildung 3.5: (a) Auf die $[110]$ -Richtung der GaAs-Barriere normierter Tunnelwiderstand in Abhängigkeit der Magnetisierungsrichtung, aufgenommen bei $T = 4,2 \text{ K}$, $U = +90 \text{ mV}$ und $B = 0,5 \text{ T}$. Durch Vorzeichenwechsel der Bias-Spannung wird die TAMR-Kurve im Vergleich zu Abbildung 3.3 um 90° gedreht. Dieses Verhalten lässt sich durch das theoretische Modell reproduzieren, indem das Vorzeichen des Bychkov-Rashba-Parameters α_l geändert wird (durchgezogene Linie). Für die Fit-Kurve wurde ein Wert von $\alpha_l = -24,4 \text{ eV \AA}^2$ verwendet. (b) TAMR-Kurven für verschiedene Bias-Spannungen mit korrespondierenden Fit-Kurven (durchgezogene Linien). Aus Gründen der Übersicht wurden die Fit-Kurven für $U = -10 \text{ mV}$ und $U = +200 \text{ mV}$ weggelassen.

Im Rahmen der Arbeit wurden zahlreiche TAMR-Messungen bei unterschiedlichen Spannungen U durchgeführt. Das Ergebnis dieser Messungen ist exemplarisch für eine untersuchte Tunnelstruktur in Abbildung 3.5 (b) dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde hierbei zur Auftragung ein kartesisches Koordinatensystem verwendet. Weiterhin wurde nur ein 180° Ausschnitt dargestellt, was wegen der Symmetrie des beobachteten TAMR-Effekts allerdings ausreichend ist. Aus den gezeigten Kurven ist ersichtlich, dass sowohl der Betrag der Widerstandsänderung zwischen $[110]$ - und $[\bar{1}10]$ -Richtung als auch dessen Vorzeichen durch die angelegte Spannung verändert werden können. Im Bereich von $U = +200\text{ mV}$ bis $U = +40\text{ mV}$ ergeben sich positive TAMR-Werte. Zwischen $U = +40\text{ mV}$ und $U = +30\text{ mV}$ wechselt das Vorzeichen des TAMR und im Bereich von $U = +30\text{ mV}$ bis $U = -90\text{ mV}$ treten negative Werte für den TAMR auf. Ab einer Spannung von $U = +150\text{ mV}$ tritt bei den positiven TAMR-Effekten eine Art Sättigung auf, was bedeutet, dass eine weitere Erhöhung der Spannung zu keiner nennenswerten Änderung des TAMR-Effekts führt. Bei den negativen Effekten konnte ein ähnliches Verhalten ab einer Spannung von $U = -10\text{ mV}$ beobachtet werden. Eine weitere Erhöhung des Betrags der Spannung führte hierbei zu einer leichten Abnahme des TAMR. Bemerkenswert ist, dass der TAMR für alle gemessenen Spannungen nur die beiden in Abbildung 3.3 und Abbildung 3.5 gezeigten Formen aufweisen kann. Das heißt, die Maxima und Minima des Tunnelwiderstands liegen immer entlang der $[110]$ - und $[\bar{1}10]$ -Achsen.

Die eingezeichneten Fit-Kurven in Abbildung 3.5 zeigen, dass das theoretische Modell für alle gemessenen Spannungen sehr gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Kurven liefert. Wie aus Abschnitt 1.4.2 hervorgeht, ist der TAMR proportional zum Produkt der effektiven Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter ($\text{TAMR} \propto \alpha_l \gamma$). Somit liegt es nahe, dass die Spannungsabhängigkeit des TAMR-Effekts aus spannungsinduzierten Änderungen des Produkts $\alpha_l \gamma$ resultiert. Die Spannungsabhängigkeit des Dresselhaus-Parameters γ in Halbleitern ist äußerst gering, weshalb dieser für die Modellrechnungen als Materialkonstante angenommen wird. Wie bereits in Abschnitt 3.1.3 wird für diesen der Wert $\gamma \approx 24\text{ eV \AA}^3$ benutzt. Der Bychkov-Rashba-Parameter hingegen kann durch eine angelegte Spannung beeinflusst werden. Die spannungsabhängige Änderung sowohl der Größe als auch des Vorzeichens des beobachteten TAMR-Effekts in Fe/GaAs/Au ist somit im Rahmen des vorgestellten theoretischen Modells alleinige Konsequenz der Spannungsabhängigkeit des Bychkov-Rashba-Parameters α_l [6]. Auf einen möglichen Mechanismus der Spannungsabhängigkeit des Bychkov-Rashba-Parameters an der Ferromagnet/Halbleiter-Grenzfläche, welcher mit der Bandstruktur des Tunnelements in Verbindung steht, wird in Abschnitt 3.2.4 eingegangen.

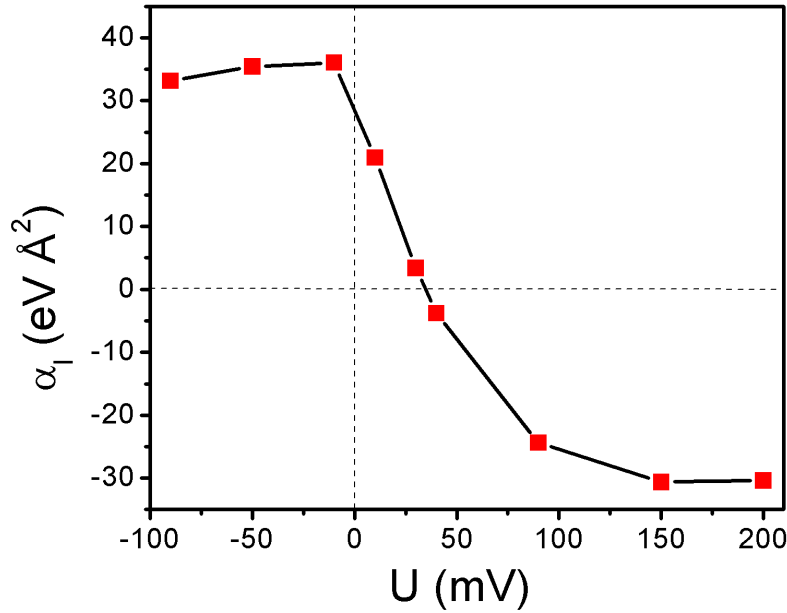


Abbildung 3.6: Aus den in Abbildung 3.5 dargestellten Messergebnissen gewonnene Werte des Bychkov-Rashba-Parameters α_l .

Führt man die in Abschnitt 3.1.3 beschriebene Fit-Prozedur des Verhältnisses $R_{\bar{1}10} / R_{110}$ für alle gemessenen Spannungen durch, lässt sich die Spannungsabhängigkeit des Bychkov-Rashba-Parameters α_l extrahieren. Das Ergebnis hiervon ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Es geht hervor, dass der spannungsbedingte Wechsel des Vorzeichens des TAMR mit einem Wechsel des Vorzeichens von α_l einhergeht. Für $U=0\text{V}$ ergibt sich ein endlicher Wert des Bychkov-Rashba-Parameters von $\alpha_l(0\text{V}) \approx 28,9\text{eV}\text{\AA}^2$. Eine Übersicht über die aus den Messungen extrahierten Bychkov-Rashba-Parametern α_l an der Fe/GaAs-Grenzfläche für die verschiedenen Spannungen ist in Tabelle 3-1 dargestellt. Da es bisher keine theoretischen Untersuchungen zur Größenordnung von Bychkov-Rashba-Parametern an Ferromagnet/Halbleiter-Grenzflächen gibt, sind die hier gezeigten Werte schwer einzuordnen. Die bestimmten Werte von α_l sind jedoch in einer ähnlichen Größenordnung wie die für Halbleiter/Halbleiter-Grenzflächen vorhergesagten Bychkov-Rashba-Parameter. Beispielsweise wird für eine InAs/GaAs-Grenzfläche ein Wert von $\alpha(0\text{V}) = 27\text{eV}\text{\AA}^2$ berechnet [7].

U (mV)	+200	+150	+90	+40	+30	+10	-10	-50	-90
α_l (eVÅ ²)	-30,4	-30,65	-24,4	-3,8	+3,39	+20,95	+36,05	+35,4	+33,13

Tabelle 3-1: Übersicht der aus den Messungen extrahierten Bychkov-Rashba-Parameter α_l an der Fe/GaAs-Grenzfläche in Abhängigkeit der Bias-Spannung.

Darüber hinaus haben die theoretischen Berechnungen ergeben, dass die spannungsbedingten Änderungen des Bychkov-Rashba-Parameters α_l auch Einfluss auf die Spinpolarisation des Tunnelstroms haben. So hat der Vorzeichenwechsel von α_l nicht nur eine Inversion des TAMR sondern auch der Tunnel-Spinpolarisation zur Folge. Von einer solchen Inversion der Spinpolarisation des Tunnelstroms bei Fe/GaAs-Grenzflächen wurde ebenfalls von Chantis et al. berichtet [36] (vergleiche Abschnitt 1.2.2).

3.1.5 Temperaturabhängigkeit des in-plane TAMR

Die temperaturabhängigen TAMR-Messungen wurden innerhalb des 3D-Vektormagnetsystems bis hin zur Raumtemperatur durchgeführt. Hierfür wurde ein konstantes Magnetfeld von $B = 0,5\text{ T}$ angelegt, welches um 360° gedreht wurde. Die Ergebnisse der durchgeführten Messungen für $U = +90\text{ mV}$ und $U = -90\text{ mV}$ sind in Abbildung 3.7 gezeigt. In beiden Fällen führt eine Erhöhung der Temperatur zu einer Abnahme des beobachteten TAMR. Es zeigt sich, dass selbst bei Raumtemperatur für $U = +90\text{ mV}$ noch eine magnetisierungsabhängige Widerstandsänderung und somit ein TAMR auftritt. Für $U = -90\text{ mV}$ hingegen kann im Mittel kein TAMR-Effekt mehr bei Raumtemperatur beobachtet werden. Im Allgemeinen erkennt man, dass die Messungen bei Raumtemperatur von einem verhältnismäßig großen Rauschen überlagert sind. Konkret ergibt sich für $U = +90\text{ mV}$ eine Abnahme des TAMR von ca. 0,21 % bei $T = 4,2\text{ K}$ zu ca. 0,08 % bei Raumtemperatur. Für $U = -90\text{ mV}$ zeigt sich im gleichen Temperaturintervall eine stärkere Abnahme des Betrags des TAMR von ca. -0,315 % zu ca. 0 %. Bei Raumtemperatur ist hierbei ein TAMR-Effekt allenfalls noch erahnbar. Das Rauschen ist jedoch bereits in der gleichen Größenordnung des Effekts. Aus den gezeigten Kurven in Abbildung 3.7 deutet sich an, dass die Temperaturabhängigkeit des TAMR von der an den Tunnelkontakt angelegten Spannung U abhängt. Um dies zu klären, ist in Abbildung 3.8 eine Übersicht der gemessenen TAMR-Verhältnisse in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Bias-Spannungen gezeigt. In nahezu jedem Fall wird eine lineare Abnahme des Betrags des TAMR mit zunehmender Temperatur beobachtet, deren Steigung von der Bias-Spannung beeinflusst wird. Negative TAMR-Effekte zeigen hierbei eine stärkere Abnahme mit zunehmender Temperatur als positive. Für $U = +50\text{ mV}$ hingegen ist im gesamten Temperaturbereich nahezu keine Veränderung des TAMR zu beobachten. Für $U = \pm 10\text{ mV}$ ist bereits ab einer Temperatur von $T = 210\text{ K}$ kein TAMR-Effekt mehr nachweisbar.

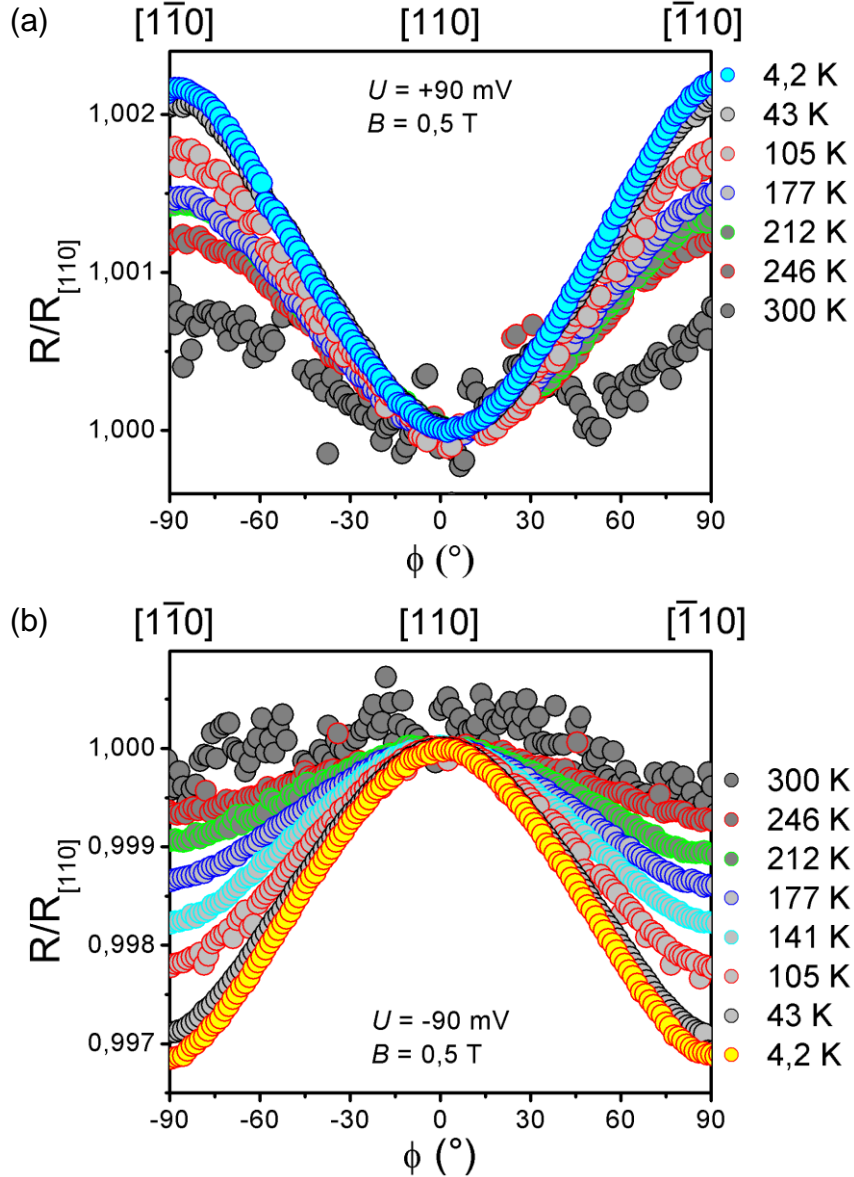


Abbildung 3.7: Temperaturabhängige Messungen des TAMR-Effekts in Fe/GaAs/Au für $U = +90 \text{ mV}$ (a) und $U = -90 \text{ mV}$ (b) bei $B = 0,5 \text{ T}$. Für beide Spannungen wird eine Abnahme des TAMR mit zunehmender Temperatur beobachtet. Während für $U = +90 \text{ mV}$ bei Raumtemperatur noch ein kleiner Effekt beobachtet werden kann, ist dieser für $U = -90 \text{ mV}$ nicht mehr nachweisbar.

Eine abschließende Klärung der Ursachen der Temperaturabhängigkeit des TAMR war zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht möglich. Im Rahmen des in Abschnitt 1.4.2 vorgestellten theoretischen Modells liegen die Ursachen hierfür zum einen im temperaturabhängigen Einfluss der Fermi-Funktionen der beiden Metallelektroden, welche für die Berechnung des Tunnelstroms verwendet werden [90]. Zum

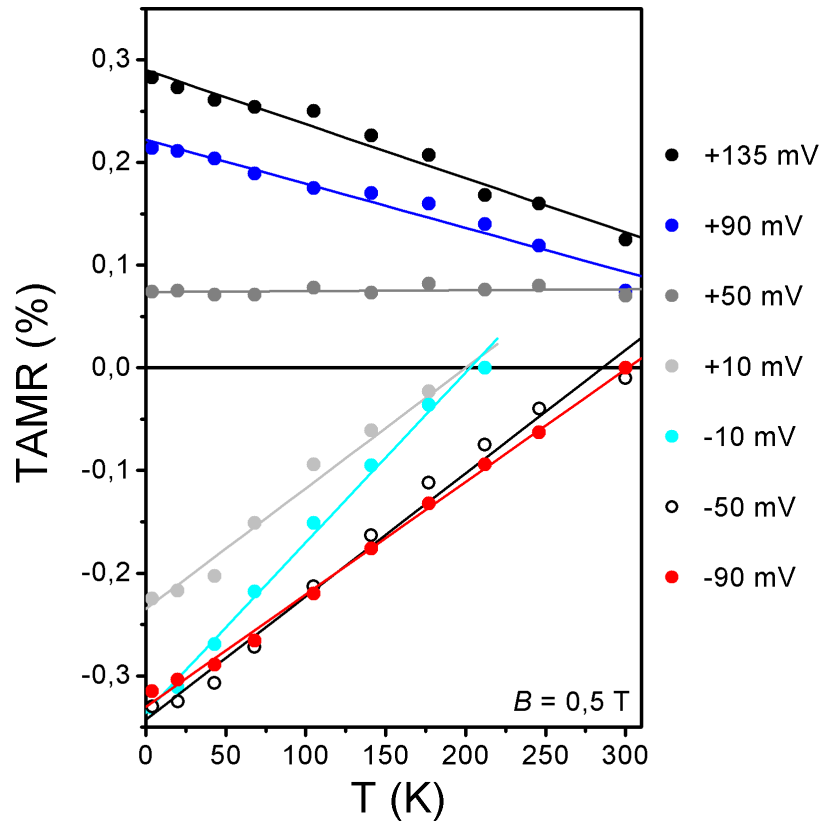


Abbildung 3.8: Temperaturabhängigkeit des TAMR in Fe/GaAs/Au für verschiedene Bias-Spannungen und $B = 0,5 \text{ T}$. Bei nahezu allen Spannungen wurde eine lineare Abnahme des TAMR-Effekts mit wachsender Temperatur festgestellt. Die Abnahme ist je nach angelegter Spannung unterschiedlich stark ausgeprägt. Bei einer Spannung von $U = +50 \text{ mV}$ ist praktisch keine Änderung des TAMR mit der Temperatur beobachtbar.

anderen kann ebenfalls die Temperaturabhängigkeit der Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter zu einem temperaturabhängigen Beitrag zum TAMR-Effekt führen [90]. Der dominierende Mechanismus für die Temperaturabhängigkeit dieser Parameter ist die temperaturabhängige Veränderung der Bandlücke des Halbleiters [7]. Ebenfalls Einfluss haben die Impuls-Matrix-Elemente P_0 und P_1 , die zur Berechnung der Bychkov-Rashba- und Dresselhaus-Parameter verwendet werden. Diese sind proportional zu a^{-1} , wobei a der Gitterkonstante entspricht, welche mit steigender Temperatur zunimmt [7]. Berechnungen von Fabian et al. haben gezeigt, dass die Berücksichtigung dieser Effekte zu einem Anstieg des Bychkov-Rashba-Parameters α mit zunehmender Temperatur führt [7]. Zum Temperaturverlauf des Dresselhaus-Parameters wurden hingegen noch keine abschließenden Berechnungen durchgeführt. Bekannt ist hierzu dessen Abhängigkeit von der Bandlücke des Halbleiters. Es zeigt sich hierbei, dass der

Dresselhaus-Parameter bei Veränderung der Bandlücke oszilliert [7]. Ein ähnliches Verhalten kann somit auch für die Temperaturänderung erwartet werden.

Jüngste Berechnungen zur Temperaturabhängigkeit des TAMR haben gezeigt, dass die Einbeziehung der weiter oben vorgestellten Effekte nicht ausreichend ist, um die Stärke der beobachteten Temperaturabhängigkeit des TAMR-Effekts zu reproduzieren [90]. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt wird versucht, das bestehende Modell zu erweitern, um den auftretenden Effekt zu erklären. Als mögliche Ursache wird hierbei derzeit Spin-Streuung an Phononen während des Tunnelprozesses diskutiert [90].

Aufgrund der Ähnlichkeit der Symmetrie des TAMR-Effekts und der auftretenden uniaxialen magnetischen Anisotropie bei Fe-Schichten auf GaAs kann man an dieser Stelle über einen Zusammenhang spekulieren. Von Bensch et al. wird bei der Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der uniaxialen Anisotropie ebenfalls eine lineare Abnahme der Anisotropiekonstanten mit zunehmender Temperatur festgestellt [91]. Zudem ist laut [92] die Ursache des Auftretens von magnetischen Anisotropien unter anderem in der Spin-Bahn-Wechselwirkung zu suchen. Um jedoch einen etwaigen Zusammenhang zwischen der Überlagerung von Bychkov-Rashba- und Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung an der Fe/GaAs-Grenzfläche und der uniaxialen magnetischen Anisotropie von Fe auf GaAs zu bestärken, wären spannungsabhängige Messungen der magnetischen Anisotropie vonnöten. Insbesondere wäre interessant, ob hierbei eine spannungsbedingte Rotation der Symmetrieachsen möglich ist, ähnlich wie sie beim TAMR-Effekt beobachtet wird. Erste Untersuchungen hierzu blieben jedoch bis zum aktuellen Zeitpunkt erfolglos. Im Fe(001)/MgO(001)-System hingegen konnte eine spannungsbedingte Änderung der magnetischen Anisotropie festgestellt werden [93]. Hierbei wurde allerdings die magnetische out-of-plane Anisotropie der Fe-Schicht untersucht.

3.1.6 Magnetfeldabhängigkeit des in-plane TAMR

Neben der Spannungs- und Temperaturabhängigkeit des TAMR-Effekts wurde ebenfalls die Magnetfeldabhängigkeit untersucht. Da innerhalb des 3D-Vektormagnetsystems nur Felder bis zu einem Betrag von 1 T angelegt werden können, wurden die Messungen hierzu mit Hilfe eines Magnetkryostaten durchgeführt, bei dem höhere Magnetfelder erzeugt werden können. Da hier das Magnetfeld nur entlang einer Richtung variiert werden kann, wurden die Proben in einen rotierbaren Probenhalter eingebaut und im Magnetfeld der gewählten Stärke um 360° gedreht. Es wurden Messungen bei $T = 4,2\text{K}$ und verschiedenen Bias-Spannungen für Magnetfelder bis hin zu

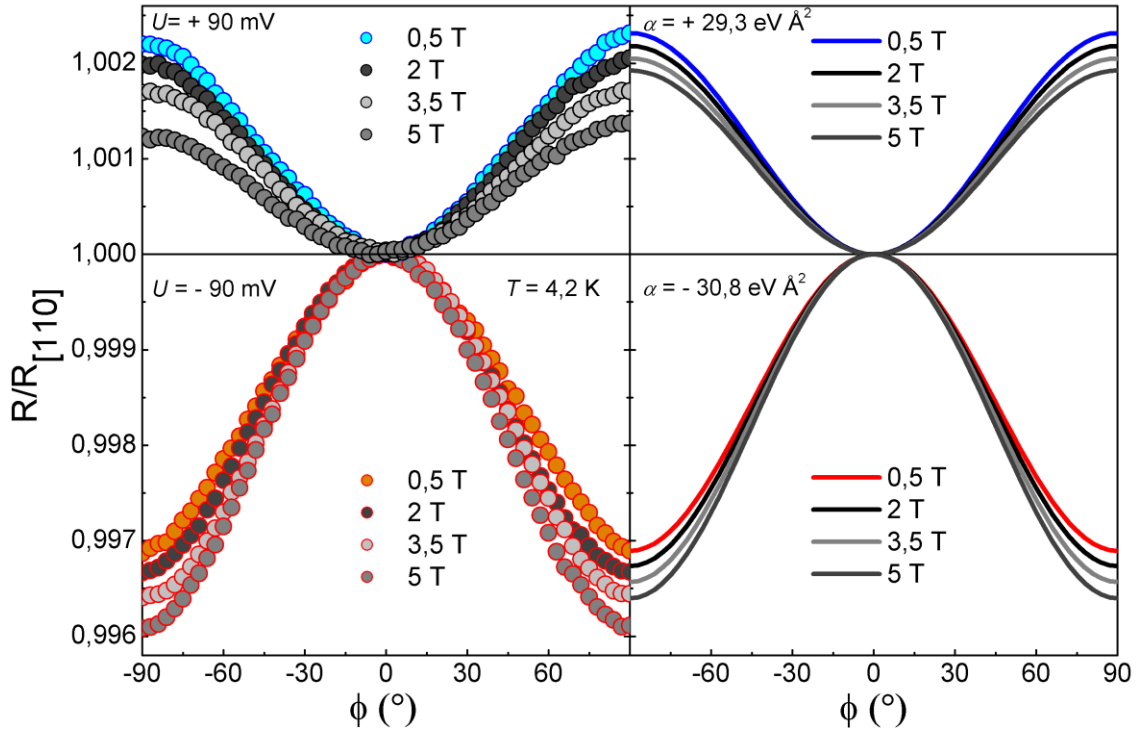


Abbildung 3.9: (links) Magnetfeldabhängige Messungen des TAMR-Effekts bei $T = 4,2\text{ K}$ für $U = +90\text{ mV}$ (oberer Kasten) und $U = -90\text{ mV}$ (unterer Kasten). Mit wachsendem Magnetfeld nehmen positive TAMR-Effekte ab, während negative vom Betrag her zunehmen. (rechts) Berechnete TAMR-Kurven in Abhängigkeit des Magnetfelds. Ebenso eingefügt sind die zugehörigen Werte von α . Man beachte, dass die hier verwendete Definition der Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Wechselwirkung im Vergleich zu den Berechnungen aus Abschnitt 3.1.4 zu anderen Vorzeichen des Bychkov-Rashba-Parameters führt.

$B = 5\text{ T}$ durchgeführt. Charakteristische Ergebnisse solcher Messungen für $U = +90\text{ mV}$ und $U = -90\text{ mV}$ sind in Abbildung 3.9 dargestellt. Zunächst erkennt man, dass in jedem Fall die charakteristische uniaxiale Anisotropie des TAMR in Fe/GaAs/Au vorliegt. Interessant hierbei ist, dass die beobachteten Kurven für alle angelegten Spannungen mit wachsendem Magnetfeld nach unten „gebogen“ werden. Für die Widerstandsänderung zwischen der $[\bar{1}10]$ - und der $[110]$ -Richtung und damit den TAMR bedeutet dies, dass dessen Betrag für $U = -90\text{ mV}$ mit wachsendem Magnetfeld zunimmt, während dieser für $U = +90\text{ mV}$ abnimmt. Im Allgemeinen ließ sich beobachten, dass die zunächst bei $B = 0,5\text{ T}$ negativen TAMR-Effekte bei Erhöhung des externen Magnetfelds vom Betrag her zunehmen. Liegt bei $B = 0,5\text{ T}$ hingegen ein positiver TAMR-Effekt vor, so nimmt dessen Betrag mit wachsendem Magnetfeld ab. Eine Übersicht über die prozentualen Änderungen der Tunnelwiderstände zwischen den $[110]$ - und $[\bar{1}10]$ -Richtungen in Abhängigkeit des externen Magnetfelds ist in Ab-

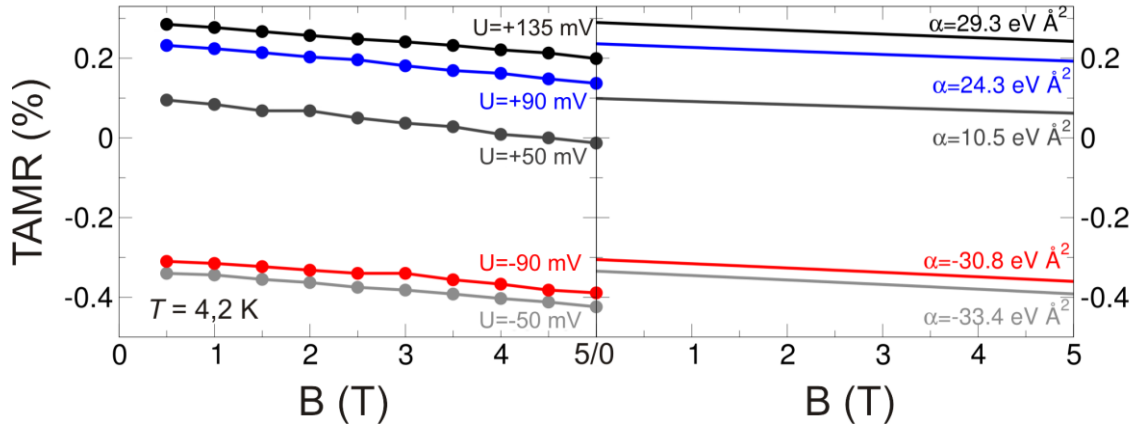


Abbildung 3.10: Vergleich der experimentellen (linker Kasten) und theoretisch berechneten (rechter Kasten) Magnetfeldabhängigkeit des TAMR bei $T = 4,2\text{ K}$ und verschiedenen Spannungen. Der TAMR-Effekt zeigt eine lineare Änderung in Abhängigkeit des externen Magnetfelds, wobei die Steigung unabhängig von der Bias-Spannung ist. Ebenso eingefügt sind die zu den verschiedenen Spannungen gehörigen Bychkov-Rashba-Parameter α .

Abbildung 3.10 für verschiedene Spannungen gezeigt. Ein interessanter Effekt hierbei ist, dass der TAMR für $U = +50\text{ mV}$ bei $B = 4,5\text{ T}$ zunächst verschwindet, jedoch bei weiterer Erhöhung des externen Magnetfelds wieder nachgewiesen werden kann, allerdings mit verändertem Vorzeichen. Die beobachtete Magnetfeldabhängigkeit des TAMR ist für alle angelegten Bias-Spannungen linear. Bemerkenswert ist, dass die Steigung $\Delta\text{TAMR}/\Delta B$ für alle Spannungen nahezu gleich ist. Hieraus kann geschlossen werden, dass die Magnetfeldabhängigkeit des TAMR in Fe/GaAs/Au unabhängig von der angelegten Spannung U ist.

Für die gezeigten theoretischen Fit-Kurven musste das bestehende Theorie-Modell erweitert werden, um den Einfluss eines endlichen Magnetfelds auf den TAMR einzubeziehen. Hierfür wurden im Speziellen die orbitalen Effekte auf die tunnelnden Elektronen berücksichtigt, welche aus dem externen Magnetfeld resultieren. Im Folgenden wird zunächst gezeigt, wie dies rechnerisch durchgeführt wird. Im weiteren Verlauf wird ein anschauliches Modell hierzu vorgestellt, welches die physikalischen Zusammenhänge verdeutlichen soll. Die Ausführungen basieren auf [94,95].

Erweiterung des theoretischen Modells

Um die orbitalen Effekte des externen Magnetfelds in das bestehende Modell zu integrieren, ist es erforderlich das Magnetfeld in den zugehörigen Hamilton-Operator aus Gleichung (1.23) einzubeziehen. Dieses kann durch $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ ausgedrückt werden, wobei \mathbf{A} dem magnetischen Vektorpotential entspricht. Das Magnetfeld geht in den Hamilton-Operator über minimale Kopplung ein. Hierfür werden alle im Hamilton-

Operator enthaltenen Impulsoperatoren, einschließlich derer, die in den Spin-Bahn-Wechselwirkungstermen vorkommen, folgendermaßen substituiert:

$$\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} + e\mathbf{A}(z). \quad (3.1)$$

Mit $\mathbf{A}(z) = [-B \sin(\phi)z, B \cos(\phi)z, 0]$ bleibt der Hamilton-Operator räumlich invariant in x- und y-Richtung und das zu lösende Problem reduziert sich wiederum auf eine Dimension. Der transversale Wellenvektor \mathbf{k}_{\parallel} bleibt eine gute Quantenzahl, wie im Fall ohne externes Magnetfeld. An diesem Punkt sei erwähnt, dass die Erhaltung von \mathbf{k}_{\parallel} nicht im Gegensatz zu den orbitalen Effekten durch das externe Magnetfeld steht. Anschließend wird, ähnlich wie im Fall ohne externes Magnetfeld, die Tunnelwahrscheinlichkeit $T(E, \mathbf{k}_{\parallel})$ und daraus die Gesamtleitfähigkeit $G(\phi)$ bestimmt. Der TAMR kann schließlich über Gleichung (1.33) bestimmt werden.

Das Ergebnis dieser Berechnungen ist ebenfalls in Abbildung 3.9 für $U = \pm 90 \text{ mV}$ gezeigt. Um die experimentellen Ergebnisse mit denen der theoretischen Rechnungen zu vergleichen, werden die gemessenen Kurven bei $B = 0,5 \text{ T}$ mit den entsprechenden Bychkov-Rashba-Parametern gefittet. Hieraus erhält man wie in Abschnitt 3.1.4 die Spannungsabhängigkeit des Bychkov-Rashba-Parameters. Die Magnetfeldabhängigkeit des TAMR wird anschließend berechnet, ohne einen weiteren Fit-Parameter zu benutzen. Der Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Kurven in Abbildung 3.9 ergibt, dass beide das gleiche Verhalten zeigen: Der Betrag des TAMR-Effekts nimmt mit wachsendem Magnetfeld zu, wenn ein negativer TAMR vorliegt, während positive TAMR-Effekte abnehmen. Die quantitative Übereinstimmung liegt hierbei innerhalb eines Faktors von 1,5 – 2. Angesichts der Tatsache, dass für die Berechnungen zur Magnetfeldabhängigkeit keine weiteren Fit-Parameter verwendet wurden, ist dies als hervorragende Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie anzusehen.

Aus der in Abbildung 3.10 gezeigten Übersicht der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR für verschiedene Spannungen geht hervor, dass die berechneten TAMR-Werte ebenfalls eine lineare Abhängigkeit vom externen Magnetfeld aufweisen. Auch die Unabhängigkeit der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR von der an den Tunnelkontakt angelegten Spannung kann reproduziert werden. Auch hierbei unterscheidet sich die theoretisch berechnete Steigung nur um einen Faktor zwischen 1,5 und 2 von der experimentell bestimmten.

Die erzielten Ergebnisse dieses Abschnitts zeigen, dass die Berücksichtigung der orbitalen Effekte durch das externe Magnetfeld ausreichend ist, um die Charakteristika der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR zu modellieren. Um einen Einblick in die zugrundeliegenden physikalischen Ursachen dieser zu erhalten, wird im Folgenden das in Abschnitt 1.4.2 beschriebene phänomenologische Modell erweitert.

Anschauliches Modell

Im Falle eines endlichen externen Magnetfelds ist es immer noch möglich die Gesamttransmission wie in Abschnitt 1.4.2 mit Hilfe einer Reihenentwicklung darzustellen. In diesem Fall werden hierfür sowohl andere Entwicklungskoeffizienten, als auch ein verändertes effektives Spin-Bahn-Magnetfeld benötigt:

$$T_B(E, \mathbf{k}_{\parallel}) = T_B^{(0)}(E, \mathbf{k}_{\parallel}) + T_B^{(1)}(E, \mathbf{k}_{\parallel}) \mathbf{n} \cdot \mathbf{w}_B(\mathbf{k}_{\parallel}) + T_B^{(2)}(E, \mathbf{k}_{\parallel}) (\mathbf{n} \cdot \mathbf{w}_B(\mathbf{k}_{\parallel}))^2 + \dots \quad (3.2)$$

Um die Auswirkungen des externen Magnetfelds zu verdeutlichen, werden im Folgenden näherungsweise Beziehungen, gültig bis zu linearer Ordnung in B , der Entwicklungskoeffizienten $T_B^{(n)}$ und des effektiven Spin-Bahn-Felds \mathbf{w}_B zu deren Gegenstücken für $B=0$ hergestellt.

Zunächst betrachtet man hierfür die Auswirkungen der orbitalen Effekte des externen Magnetfelds im kinetischen Teil des Hamilton-Operators, während man die Spin-Bahn-Wechselwirkung zunächst außen vor lässt:

$$H_{kin} = \frac{\hbar^2}{2m} \left[\left(k_x - \frac{eB}{\hbar} \sin \theta z \right)^2 + \left(k_y + \frac{eB}{\hbar} \cos \theta z \right)^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \quad (3.3)$$

mit $\theta = \phi - \pi/4$. Zum einen wird durch das Magnetfeld das Maximum der Tunnelwahrscheinlichkeit bezüglich \mathbf{k}_{\parallel} verschoben. Schematisch ist dies in Abbildung 3.11 gezeigt. Das Maximum von $T_B(E, \mathbf{k}_{\parallel})$ befindet sich nun bei $\mathbf{k}_{\parallel,0}$ mit

$$\left\langle \left(k_{x,0} - \frac{eB}{\hbar} \sin \theta z \right)^2 \right\rangle = 0 \quad \text{und} \quad \left\langle \left(k_{y,0} + \frac{eB}{\hbar} \cos \theta z \right)^2 \right\rangle = 0, \quad (3.4)$$

wobei $\langle \dots \rangle$ dem Mittelwert eines quantenmechanischen Zustands entspricht. Somit ist $\mathbf{k}_{\parallel,0}$ durch

$$k_{x,0} = +b_1 B \sin \theta \quad \text{und} \quad k_{y,0} = -b_1 B \cos \theta \quad (3.5)$$

gegeben, wobei der Koeffizient b_1 sowohl von $\langle z \rangle$ als auch von $\langle z^2 \rangle$ abhängt. Diese Verschiebung der maximalen Transmission kann als Konsequenz der Lorentz-Kraft auf die tunnelnden Elektronen angesehen werden. Zum anderen führt ein externes Magnetfeld zu einer Reduktion der Gesamt-Tunnelwahrscheinlichkeit [96]. Dieser Effekt ist jedoch quadratisch in B und wird deshalb bei den folgenden Betrachtungen vernachlässigt. Für die Entwicklungskoeffizienten kann folgende Näherung angenommen werden:

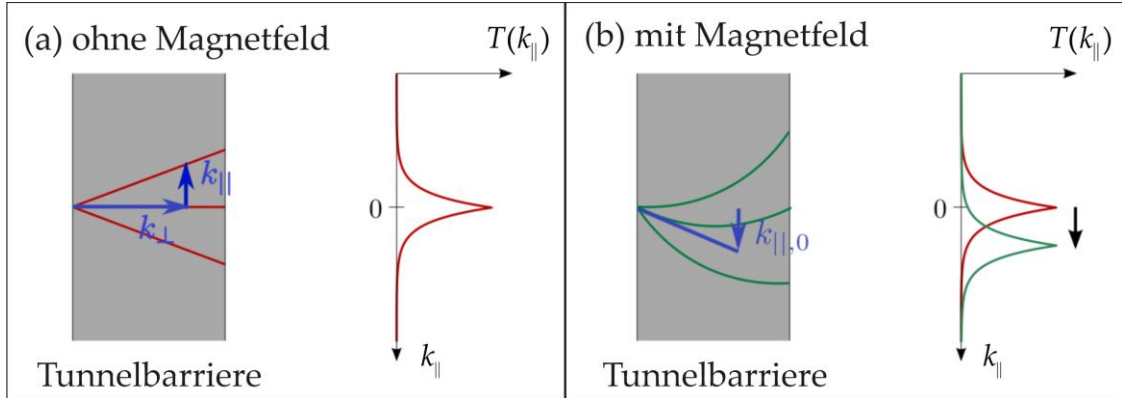


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung des Einflusses der orbitalen Effekte durch das externe Magnetfeld auf die Gesamttransmission durch die Tunnelbarriere. (a) Ohne Magnetfeld liegt das Maximum der Tunnelwahrscheinlichkeit bei $k_{\parallel} = 0$. Die roten Linien symbolisieren die tunnelnden Elektronen ohne externes Feld. (b) Durch das Anlegen eines Magnetfelds wird das Maximum von T verschoben und befindet sich nun bei $k_{\parallel,0}$. Die grünen Linien zeigen schematisch den Effekt des äußeren Magnetfelds auf die tunnelnden Elektronen.

$$T_B^{(n)}(E, \mathbf{k}_{\parallel}) \approx T^{(n)} E, \sqrt{(k_x - b_1 B \sin \theta)^2 + (k_y + b_1 B \cos \theta)^2} . \quad (3.6)$$

Neben dem Maximum der Tunnelwahrscheinlichkeit wird ebenso das effektive Magnetfeld der Spin-Bahn-Wechselwirkung in der Barriere und an den Grenzflächen verschoben. Die Spin-Bahn-Terme im Hamilton-Operator unter Einbeziehung des externen Magnetfelds lassen sich folgendermaßen ausdrücken:

$$H_{SO} = \alpha \left(\sigma_x \left(k_y + \frac{eB}{\hbar} \cos \theta z \right) - \sigma_y \left(k_x - \frac{eB}{\hbar} \sin \theta z \right) \right) \delta(z - z_l) + \gamma \left(\sigma_x \left(k_x - \frac{eB}{\hbar} \sin \theta z \right) - \sigma_y \left(k_y + \frac{eB}{\hbar} \cos \theta z \right) \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma(z) \frac{\partial}{\partial z} \right) . \quad (3.7)$$

Das effektive Spin-Bahn-Feld ist in diesem Fall gegeben durch:

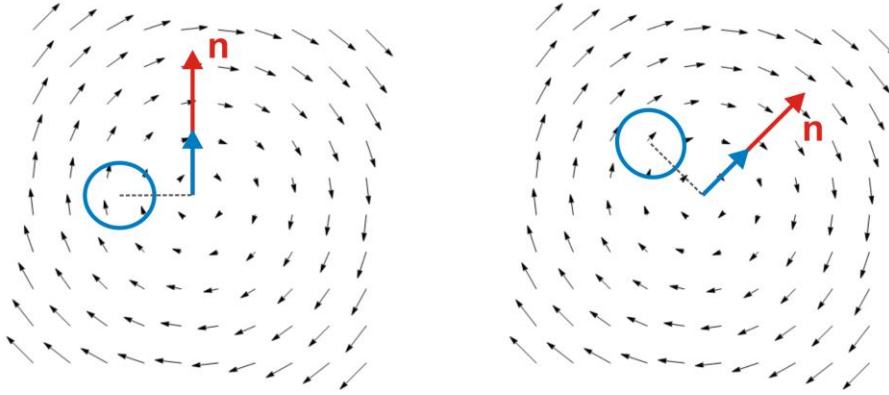
$$\mathbf{w}_B(\mathbf{k}_{\parallel}) \approx \mathbf{w}(k_x - b_2 B \sin \theta, k_y + b_2 B \cos \theta) , \quad (3.8)$$

wobei b_2 einem Koeffizienten entspricht, der nur von $\langle z \rangle$ abhängt, weshalb im Allgemeinen $b_1 \neq b_2$ gilt.

Mit den genäherten Ausdrücken aus den Gleichungen (3.6) und (3.8) kann die Gesamttransmission abgeschätzt werden. Der Term nullter Ordnung bleibt unverändert:

$$\langle T_B^{(0)}(E, \mathbf{k}_{\parallel}) \rangle_{\mathbf{k}_{\parallel}} \approx T^{(0)} . \quad (3.9)$$

(a) Bychkov-Rashba:



(b) Dresselhaus:

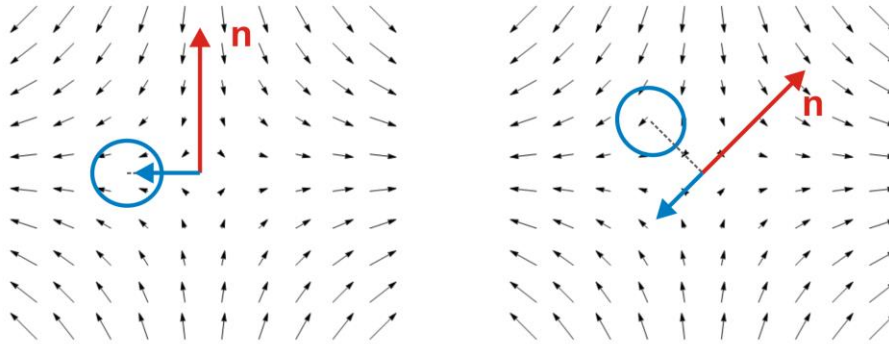


Abbildung 3.12: Schematische Darstellung der Verschiebung des Maximums der Transmission (angedeutet durch den blauen Kreis) bezüglich der Spin-Bahn-Felder für (a) Bychkov-Rashba- und (b) Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung. (a) Die Richtung des Bychkov-Rashba-Spin-Bahn-Felds (blauer Pfeil) ist im Bereich maximaler Transmission immer parallel zur Magnetisierung der Fe-Schicht (roter Pfeil). (b) Im Fall der Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung ergeben sich je nach Richtung des Magnetfelds unterschiedliche Winkel zwischen dem Spin-Bahn-Feld im Bereich des Transmissionsmaximums und der Magnetisierung. Hieraus ergibt sich ein zusätzlicher winkelabhängiger Beitrag zum TAMR.

Die Korrekturen zum Term zweiter Ordnung sind quadratisch in B , weshalb diese vernachlässigt werden. Daraus folgt:

$$\langle T_B^{(2)}(E, \mathbf{k}_{\parallel}) \rangle_{\mathbf{k}_{\parallel}} \approx T^{(2)}. \quad (3.10)$$

Für den Term erster Ordnung ergibt sich:

$$\begin{aligned} \langle T_B^{(1)}(E, k_{\parallel}) \mathbf{n} \cdot \mathbf{w}(\mathbf{k}_{\parallel}) \rangle &\approx \\ &\approx (b_1 - b_2) B \langle T^{(1)}(E, k_{\parallel}) f_{\gamma}(k_{\parallel}) \rangle \gamma \sin(2\theta) - \langle T^{(1)}(E, k_{\parallel}) f_{\alpha}(k_{\parallel}) \rangle \alpha, \end{aligned} \quad (3.11)$$

wobei $f_{\gamma,\alpha}(k_{\parallel})$ Funktionen zur Bestimmung der effektiven Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter $\bar{\gamma}$ und $\bar{\alpha}$ entsprechen. Im Gegensatz zum Fall für $B = 0$, in dem der Term erster Ordnung verschwindet (vergleiche Abschnitt 1.4.2), ergibt dieser unter Berücksichtigung des Magnetfelds einen endlichen Wert. Dies folgt aus der Tatsache, dass die Fermi-Kugel durch die Lorentz-Kraft verschoben ist. Insbesondere ist das effektive Spin-Bahn-Magnetfeld bezüglich des Maximums der Transmission verschoben. Dies ist schematisch in Abbildung 3.12 gezeigt. Hieraus ergeben sich für Bychkov-Rashba- und Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung unterschiedliche Winkelabhängigkeiten. Dies resultiert aus den unterschiedlichen Symmetrien der Spin-Bahn-Felder. Das Bychkov-Rashba-Feld ist im Gegensatz zum Dresselhaus-Feld rotationssymmetrisch und liefert somit einen winkelunabhängigen Term in Gleichung (3.11), während die Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung zu einer zusätzlichen Winkelabhängigkeit führt.

Für die Gesamtleitfähigkeit ergibt sich:

$$G_B(\phi) = G^{(0)} + a_0^{(2)} + a_2^{(1)}\alpha B + (a_1^{(2)}\alpha\gamma - a_1^{(1)}\gamma B)\cos(2\phi), \quad (3.12)$$

wobei die Koeffizienten $a_0^{(2)}$ und $a_1^{(2)}$ aus den entsprechenden Integrationen für den Term nullter und zweiter Ordnung zur Bestimmung der Leitfähigkeit im Fall $B = 0$ gewonnen werden. $a_1^{(2)}$ im Speziellen ist hierbei unabhängig von den Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parametern α und γ . Die Koeffizienten $a_1^{(1)}$ und $a_2^{(1)}$ ergeben sich zu:

$$a_1^{(1)} = -\frac{Se^2}{(2\pi)^2 h} \langle T^{(1)}(E, k_{\parallel}) f_{\gamma}(k_{\parallel}) \rangle b_1 - b_2 \quad \text{und} \quad (3.13)$$

$$a_2^{(1)} = -\frac{Se^2}{(2\pi)^2 h} \langle T^{(1)}(E, k_{\parallel}) f_{\alpha}(k_{\parallel}) \rangle b_1 - b_2 \quad (3.14)$$

und sind unabhängig von den Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parametern α und γ . S entspricht der Querschnittsfläche des Tunnelkontakts. Für den TAMR ergibt sich somit:

$$TAMR(\phi) \approx \frac{G_B(0) - G_B(\phi)}{G^{(0)}} \propto (a_1^{(2)}\alpha\gamma - a_1^{(1)}\gamma B)(1 - \cos(2\phi)). \quad (3.15)$$

Mit Gleichung (3.15) ist es möglich, alle experimentell bestimmten Charakteristika der Magnetfeldabhängigkeit zu reproduzieren. Zum einen ist dies die lineare Änderung des TAMR mit dem externen Magnetfeld. Zum anderen ist die Steigung dieser Änderung unabhängig von der angelegten Spannung, da diese nur vom Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter γ abhängt.

Zusammenfassend lässt sich formulieren, dass die experimentell bestimmte Magnetfeldabhängigkeit des TAMR durch den Einfluss der orbitalen Effekte des äußeren Magnetfelds reproduziert werden kann. Besonders bemerkenswert ist hierbei, dass die Berechnungen ohne einen zusätzlichen Fit-Parameter durchgeführt wurden. Dies bestärkt das zugrundeliegende Modell, laut dessen das Zusammenspiel von Bychkov-Rashba- und Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung ursächlich für den TAMR-Effekt in Fe/GaAs/Au ist (vergleiche Abschnitt 1.4.2). In das zugehörige phänomenologische Modell zum TAMR wurden die orbitalen Effekte durch eine Verschiebung der maximalen Tunnelwahrscheinlichkeit einbezogen. Im Hinblick auf die Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter konnte hieraus geschlossen werden, dass die Magnetfeldabhängigkeit des TAMR allein durch den Dresselhaus-Parameter bestimmt wird.

3.1.7 Temperaturabhängige Messung der Magnetfeldabhängigkeit des in-plane TAMR

Die Untersuchungen zur Magnetfeldabhängigkeit des TAMR-Effekts wurden im Rahmen der Arbeit ebenfalls temperaturabhängig durchgeführt. Hierfür wurden ähnliche Messungen wie in Abschnitt 3.1.6 durchgeführt. Das VTI des verwendeten Kryostaten erlaubte es, bis zu einer Höchsttemperatur von $T = 150\text{K}$ zu messen. Es wurden hierbei TAMR-Kurven für verschiedene Spannungen und einem maximalen Magnetfeld von $B = 5\text{T}$ aufgenommen. Die zugehörigen Messergebnisse sind in Abbildung 3.13 dargestellt. Für alle angelegten Spannungen zeigt sich das für $T = 4,2\text{K}$ erwartete Verhalten aus Abschnitt 3.1.6. Es ergibt sich eine lineare Änderung des TAMR-Effekts mit wachsendem Magnetfeld, wobei positive Effekte abnehmen, während negative Effekte vom Betrag her zunehmen. Die Steigung der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR hingegen ist unabhängig von der angelegten Spannung. Um dies visuell darzustellen, wurde für die Graphen in Abbildung 3.13 stets die gleiche Skalierung gewählt. Ebenso zeigt sich der in Abschnitt 3.1.5 für $B = 0,5\text{T}$ beobachtete, charakteristische Temperaturverlauf des TAMR. Für nahezu alle an den Tunnelkontakt angelegten Spannungen wurde eine Abnahme des TAMR mit zunehmender Temperatur beobachtet. Die Temperaturabhängigkeit ist für negative Effekte stärker ausgeprägt. Für $U = -90\text{mV}$ zeigte sich beispielsweise zwischen $T = 4,2\text{K}$ und $T = 150\text{K}$ eine Abnahme des TAMR von $-0,32\%$ zu $-0,18\%$, während der TAMR im gleichen Temperaturbereich bei $U = +90\text{mV}$ von anfänglich $0,21\%$ auf $0,16\%$ abnahm. Für $U = +50\text{mV}$ wird die typische schwach ausgeprägte Temperaturabhängigkeit beobachtet (vergleiche Abschnitt 3.1.5). Zusammengefasst ergaben die temperaturabhängigen Untersuchungen zur Magnetfeldabhängigkeit des TAMR-Effekts in den

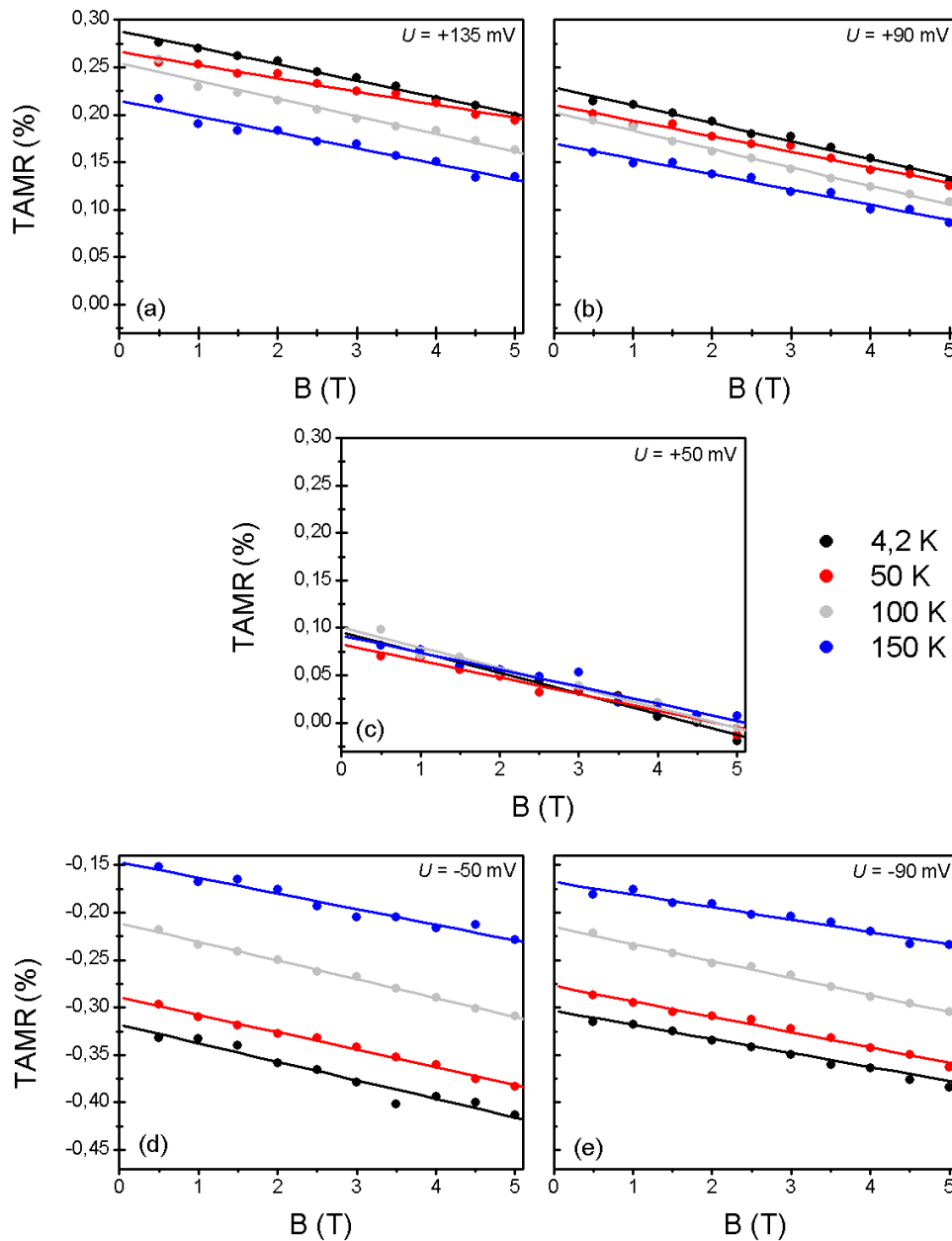


Abbildung 3.13: Temperaturabhängige Magnetfeldabhängigkeit des TAMR in Fe/GaAs/Au für (a) +135 mV, (b) +90 mV, (c) +50 mV, (d) -50 mV und (e) -90 mV. Für alle untersuchten Spannungen ist die Magnetfeldabhängigkeit des TAMR unabhängig von der Temperatur.

Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen, dass diese keine ausgesprochene Temperaturabhängigkeit aufweist. Für alle untersuchten Spannungen ergaben sich bei den unterschiedlichen Temperaturen nahezu gleiche Steigungen der TAMR(B)-Kurven (vergleiche Abbildung 3.13).

Hinsichtlich des theoretischen Modells und des Einflusses der Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter auf den TAMR lässt sich dieses Verhalten folgendermaßen interpretieren. Wie bereits in Abschnitt 3.1.6 beschrieben, hängt die Steigung der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR nur vom Dresselhaus-Parameter γ ab. Dies erklärt zunächst die Unabhängigkeit der Steigung der gemessenen TAMR(B)-Kurven von der angelegten Spannung, da im Rahmen des theoretischen Modells zum TAMR in Fe/GaAs/Au nur der Bychkov-Rashba-Parameter eine Spannungsabhängigkeit aufweist (vergleiche Abschnitt 1.4.2). Aus der Tatsache, dass diese Steigung auch für alle gemessenen Temperaturen praktisch konstant bleibt, folgt, dass eine Variation der Temperatur zu keiner nennenswerten Veränderung des Dresselhaus-Parameters γ führt. Daraus kann geschlossen werden, dass der Dresselhaus-Parameter im Allgemeinen nur gering zur Temperaturabhängigkeit des TAMR beiträgt. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit den durchgeführten Berechnungen der temperaturabhängigen Auswirkungen der Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter auf den TAMR-Effekt in Fe/GaAs/Au [90] (vergleiche Abschnitt 3.1.5). Hier wurde ebenfalls festgestellt, dass sich die Temperaturabhängigkeit dieser Parameter nur in geringem Maße auf die Größe des beobachteten TAMR auswirkt [90].

3.1.8 Out-of-plane TAMR-Effekt

Im Verlauf der Arbeit wurden die Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen hinsichtlich des out-of-plane TAMR untersucht. Hierfür wurde die Magnetisierung der Probe in einer Ebene senkrecht zur Schichtebene um 360° gedreht. Um die ferromagnetische Fe-Schicht in einer Richtung senkrecht zur Schichtebene (entlang der $[001]$ -Richtung der GaAs-Barriere) magnetisch zu sättigen, wird ein Magnetfeld von $B > 1\text{ T}$ benötigt, weshalb die durchgeführten Messungen nicht mit Hilfe des 3D-Vektormagnetsystems durchgeführt werden konnten. Die Verwendung eines drehbaren Probenstabs erlaubte es, nur zwei unterschiedliche out-of-plane Konfigurationen zu untersuchen. Die möglichen in-plane Ausrichtungen der Magnetisierung liegen hierbei entlang der $[110]$ - und $[\bar{1}10]$ -Achsen. Im weiteren Verlauf des Abschnitts werden diese beiden Ausrichtungen als $[110]$ - bzw. $[\bar{1}10]$ -Konfiguration bezeichnet. Abbildung 3.14 und Abbildung 3.15 zeigen Ergebnisse der Messungen in den jeweiligen Konfigurationen bei $B = 3\text{ T}$ und $B = 5\text{ T}$ für verschiedene Bias-Spannungen. Die Temperatur betrug bei allen gezeigten Messungen $T = 4,2\text{ K}$. Der Winkel θ ist hierbei bezüglich der jeweiligen kristallographischen in-plane Achse ($[110]$ bzw. $[\bar{1}10]$) definiert. Für alle an den Tunnelkontakt angelegten Spannungen ergibt sich eine Abhängigkeit des Tunnelwiderstands von der Magnetisierungsrichtung der Fe-Schicht und somit ein TAMR-Effekt. Ähnlich wie der

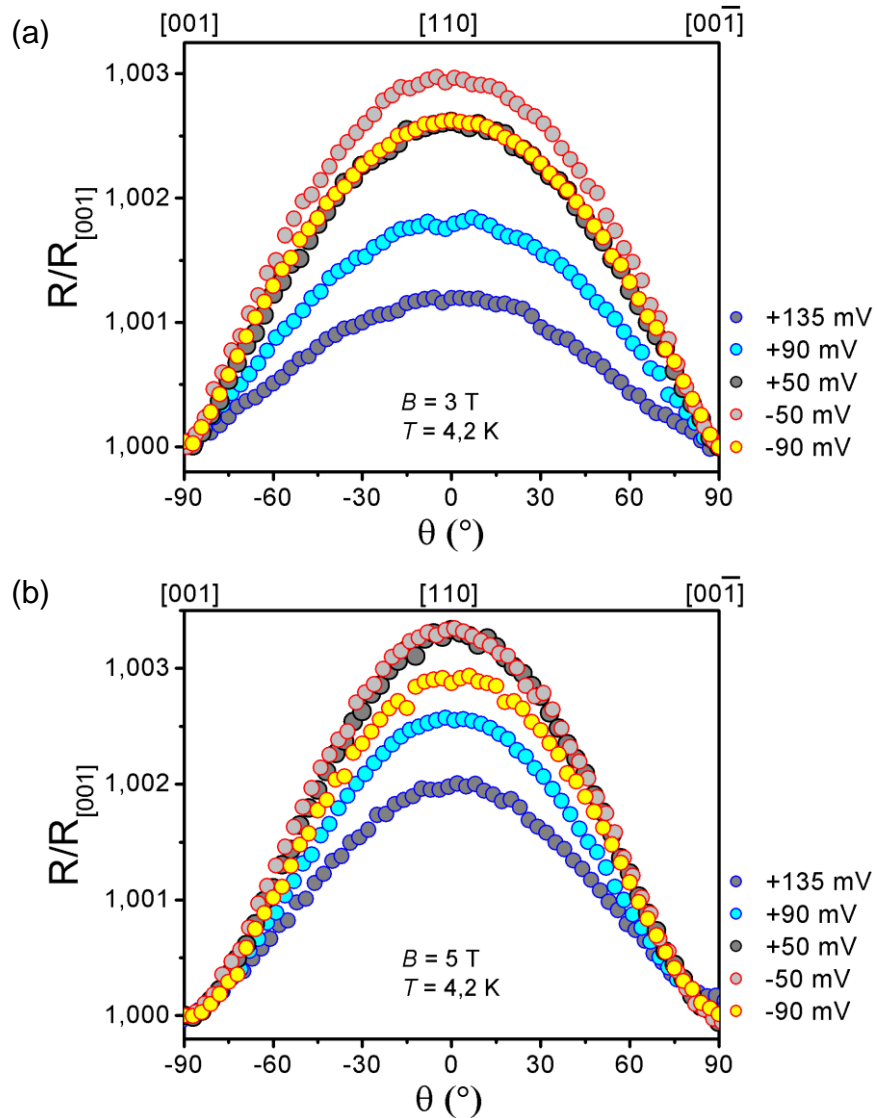


Abbildung 3.14: Messung des out-of-plane TAMR in $[110]$ -Konfiguration bei (a) $B = 3\text{ T}$ und (b) $B = 5\text{ T}$. Die Messungen wurden bei $T = 4,2\text{ K}$ und verschiedenen Bias-Spannungen durchgeführt. Ähnlich wie im in-plane Fall weist der TAMR eine zweifache Symmetrie auf und die Größe des Effekts kann sowohl durch die Spannung als auch das Magnetfeld verändert werden.

in-plane TAMR weist ebenfalls der out-of-plane TAMR-Effekt eine uniaxiale Anisotropie auf.

Die spannungsabhängigen Messungen ergaben, dass in $[110]$ -Konfiguration immer ein Zustand hohen Widerstands auftritt, wenn die Magnetisierung der Probe in der Ebene der ferromagnetischen Fe-Schicht liegt (vergleiche Abbildung 3.14). Folglich ist der auftretende TAMR-Effekt in $[110]$ -Konfiguration in der gewählten Auftragung stets

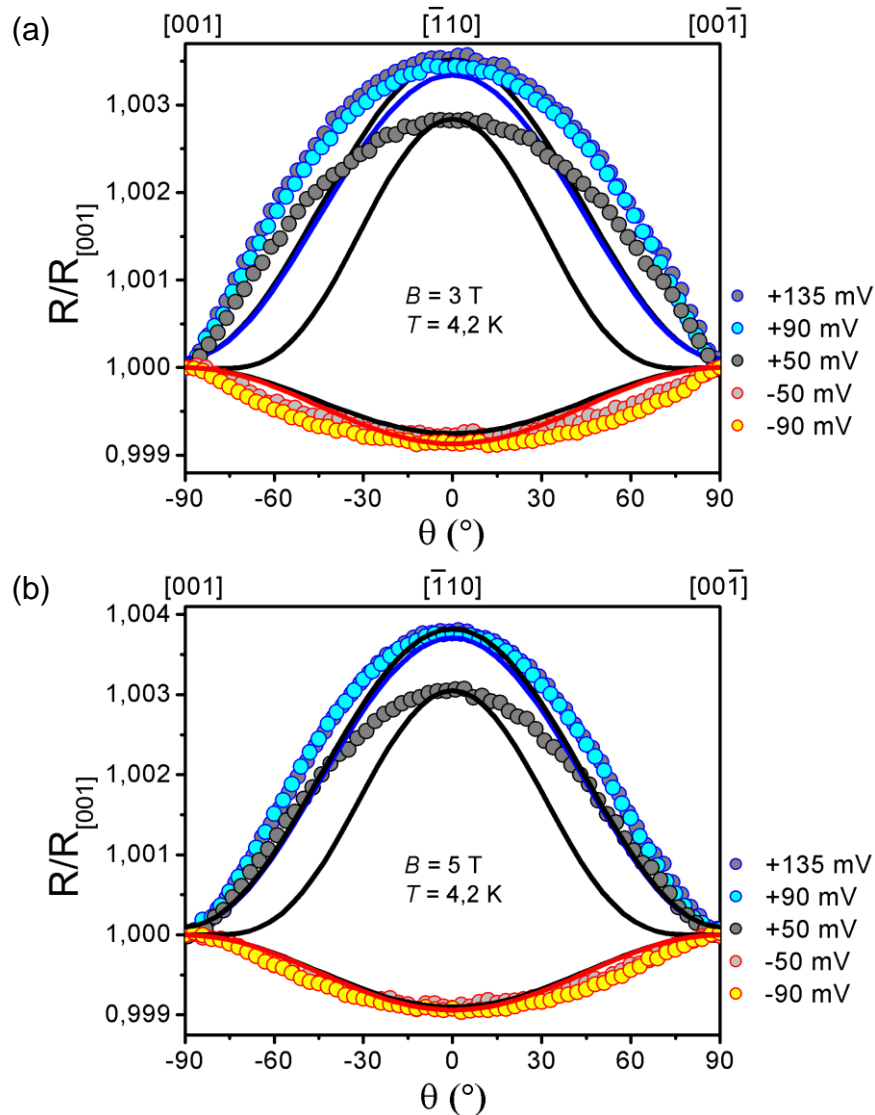


Abbildung 3.15: Messungen des out-of-plane TAMR in $[\bar{1}10]$ -Konfiguration für (a) $B = 3\text{ T}$ und (b) $B = 5\text{ T}$. Die Messungen wurden bei $T = 4,2\text{ K}$ und verschiedenen Spannungen durchgeführt. Ebenso enthalten sind Ergebnisse der ersten Rechnungen zum out-of-plane TAMR (durchgezogene Linien). Man erkennt, dass hierbei die exakte Winkelabhängigkeit nicht reproduziert werden kann. Der Grund hierfür liegt vermutlich an der Vernachlässigung der orbitalen Effekte durch das Magnetfeld bei der Berechnung der gezeigten Fit-Kurven.

positiv. Interessanterweise erfährt der Effekt in dieser Konfiguration eine Abnahme, wenn der Betrag der angelegten Spannung zunimmt.

In der $[\bar{1}10]$ -Konfiguration werden für unterschiedliche Vorzeichen der Bias-Spannung auch verschiedene Vorzeichen des TAMR festgestellt (Abbildung 3.15). Hierbei ist der TAMR positiv für positive Spannungen und umgekehrt. Die Änderung des Tunnelwiderstands nimmt mit wachsendem Betrag der Spannung zu und sowohl

für positive als auch für negative Effekte kann eine Art Sättigung des Effekts ähnlich wie bereits beim in-plane TAMR beobachtet werden. In beiden Konfigurationen ist die Größenordnung des out-of-plane TAMR mit der des in-plane TAMR-Effekts im gleichen Materialsystem vergleichbar.

Aus den Untersuchungen bei verschiedenen Magnetfeldern geht der Trend hervor, dass die positiven out-of-plane TAMR-Effekte mit wachsendem Magnetfeld zunehmen. Negative TAMR-Effekte erfahren nahezu keine Änderung mit wachsendem Magnetfeld. Ebenso lässt sich beobachten, dass sich die Form der TAMR-Kurven mit zunehmendem Magnetfeld leicht verändert.

Ausgehend von dem in Abschnitt 1.4.2 vorgestellten Modell ergibt eine erste theoretische Untersuchung zum out-of-plane TAMR in Fe/GaAs/Au-Tunnelsystemen in $[\bar{1}10]$ -Konfiguration folgende Winkelabhängigkeit [97]:

$$\text{TAMR}_{[\bar{1}10]}^{\text{out}} \propto \cos(2\theta) + 1. \quad (3.16)$$

Die auf dieser Basis berechneten Fit-Kurven sind in Abbildung 3.15 eingezeichnet. Hierfür wurden zunächst aus zugehörigen Messungen des in-plane TAMR an denselben Proben der Bychkov-Rashba-Parameter mit den Daten aus Abbildung 3.4 bestimmt [90,97]. Die Berechnung der out-of-plane TAMR-Kurven wurde anschließend mit Hilfe eines vereinfachten Modells durchgeführt, in dem die Tunnelbarriere durch eine Dirac-Delta-Funktion angenähert wird [97]. Die Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Terme im Hamilton-Operator können dann durch

$$H_{\text{SO}} = \delta(z) \mathbf{w}_{\text{SO}} \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (3.17)$$

ausgedrückt werden. Das effektive Spin-Bahn-Magnetfeld ist durch

$$\mathbf{w}_{\text{SO}} = (\tilde{\alpha}k_y + \tilde{\gamma}k_x, -\tilde{\alpha}k_x - \tilde{\gamma}k_y, 0) \quad (3.18)$$

gegeben, wobei $\tilde{\alpha}$ dem effektiven Bychkov-Rashba-Parameter entspricht und $\tilde{\gamma}$ dem effektiven, linearisierten Dresselhaus-Parameter. Die z-Abhängigkeit des Bychkov-Rashba-Parameters ist durch $\alpha(z) = \tilde{\alpha}\delta(z)$ gegeben. Die Linearisierung der Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung erfolgt durch folgende Substitution:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\gamma(z) \frac{\partial}{\partial z} \right) \rightarrow \tilde{\gamma} \delta(z). \quad (3.19)$$

Um die Fit-Kurven an das experimentelle Verhältnis $R_{[\bar{1}10]} / R_{[001]}$ des out-of-plane TAMR anzugleichen, wird der unbekannte Parameter $\tilde{\gamma}$ entsprechend gewählt. Eine Übersicht der verwendeten Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter ist in Tabelle 3-2

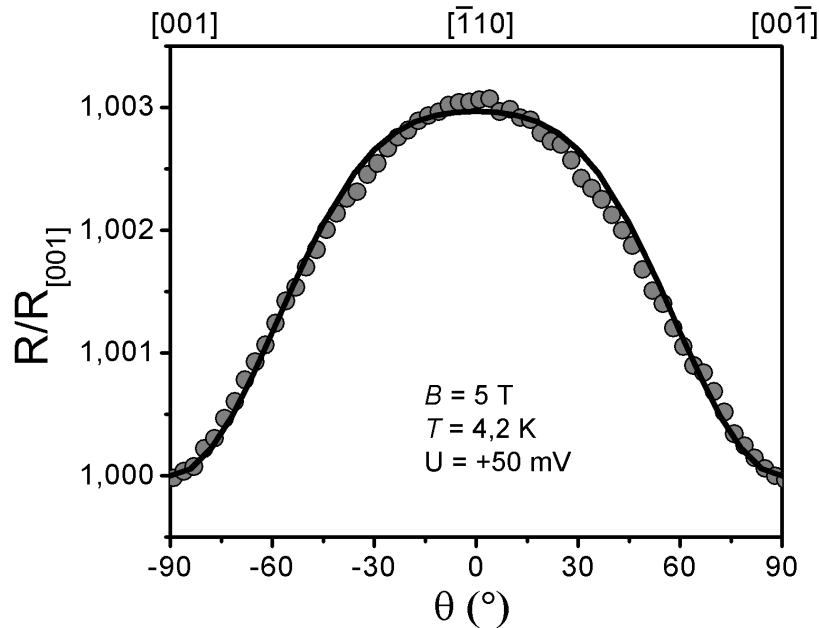


Abbildung 3.16: Messung des out-of-plane TAMR-Effekts in Fe/GaAs/Au bei $B = 5\text{ T}$, $T = 4,2\text{ K}$ und $U = +50\text{ mV}$. Die durchgezogene Linie stellt eine berechnete out-of-plane TAMR-Kurve dar, wobei hierfür die orbitalen Effekte durch das äußere Magnetfeld berücksichtigt wurden. Verglichen mit den Fit-Kurven aus Abbildung 3.15 zeigt sich eine wesentlich bessere Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie.

gezeigt. Hierzu sei angemerkt, dass der verwendete linearisierte Dresselhaus-Parameter in der Einheit $\text{eV}\text{\AA}^2$ und nicht wie der für die Berechnungen zum in-plane TAMR verwendete bulk Dresselhaus-Parameter in der Einheit $\text{eV}\text{\AA}^3$ vorliegt.

U (mV)	-90	-50	+50	+90	+135
$\tilde{\alpha}$ ($\text{eV}\text{\AA}^2$)	36,3	38,9	-4,1	-19,6	-25,6
$\tilde{\gamma}$ ($\text{eV}\text{\AA}^2$), $B = 3\text{ T}$	-23,679	-24,369	61,525	55,340	54,319
$\tilde{\gamma}$ ($\text{eV}\text{\AA}^2$), $B = 5\text{ T}$	-23,372	-23,781	61,535	55,793	54,864

Tabelle 3-2: Übersicht der verwendeten Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter zur Berechnung des out-of-plane TAMR in $[\bar{1}10]$ -Konfiguration.

Die in Abbildung 3.15 dargestellten Kurven zeigen, dass charakteristische Elemente, wie die Symmetrie und die Größe des auftretenden out-of-plane TAMR reproduziert werden können. Die exakte Form der gemessenen Winkelabhängigkeit hingegen kann nicht nachgebildet werden. Weiterführende theoretische Untersuchungen dieses Phänomens zeigen, dass dies vermutlich der Vernachlässigung des externen Magnetfelds bei den Berechnungen geschuldet ist.

Um dem externen Magnetfeld Rechnung zu tragen, wurde versucht, wie in Abschnitt 3.1.6 beschrieben, das magnetische Vektorpotential \mathbf{A} in den Hamilton-Operator einzubeziehen [97]. Dies geschieht wiederum, indem die Impulsoperatoren mit Hilfe von Gleichung (3.1) substituiert werden. Im in-plane Fall bleibt die grundsätzliche Form der Winkelabhängigkeit erhalten. Das heißt die Kurven können auch unter Vernachlässigung des externen Magnetfelds gefittet werden. Die orbitalen Effekte werden hierbei benötigt, um die magnetfeldabhängige Verbiegung der Kurven, wie sie in Abschnitt 3.1.6 beobachtet wurde, zu erklären. Für den out-of-plane TAMR hingegen ändert sich bei Erhöhung des Magnetfelds auch die Form des beobachteten TAMR. Dies folgt daraus, dass hierbei ein anderer physikalischer Sachverhalt vorliegt [97]. Im Fall des in-plane TAMR liegen die durch die Lorentz-Kraft bedingten Zyklotronbahnen der Elektronen immer in einer Ebene senkrecht zur Schichtebene der Tunnelstruktur. Im out-of-plane Fall hingegen ist der Winkel, den diese beiden Ebenen einschließen, abhängig von der Magnetisierungsrichtung der ferromagnetischen Fe-Schicht. Daraus ergibt sich eine zusätzliche Winkelabhängigkeit im kinetischen Term des Hamilton-Operators, wodurch das Eindringen der Wellenfunktion in die Barriere nicht mehr nur von der Stärke des externen Magnetfelds, sondern auch von dessen Richtung abhängt [97]. Erste konkrete Berechnungen unter Einbeziehung der orbitalen Effekte, ergeben eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment [98]. Ein Beispiel für eine Messung in $[\bar{1}10]$ -Konfiguration bei einer angelegten Spannung von $U = +50 \text{ mV}$ und $B = 5 \text{ T}$ ist in Abbildung 3.16 zu finden. Für diese Messung wurde zunächst eine sehr große Abweichung zwischen Theorie und Experiment festgestellt (vergleiche Abbildung 3.15). Durch die Weiterentwicklung des Modells ist eine deutliche Verbesserung in der Übereinstimmung zwischen der berechneten und der gemessenen Kurve sichtbar. Bis zum aktuellen Zeitpunkt treten allerdings Inkonsistenzen beim Fitten der in-plane und der out-of-plane TAMR-Kurven auf. Die für die verbesserten Fit-Kurven des out-of-plane TAMR benötigten Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter sind sehr groß im Vergleich zu den in-plane Parametern [90,98]. An einer Lösung dieses Problems wird derzeit gearbeitet, weshalb keine definitive Aussage darüber getroffen werden kann, ob die orbitalen Effekte durch das externe Magnetfeld die alleinige Ursache der veränderten Form der Winkelabhängigkeit des out-of-plane TAMR-Effekts sind.

3.2 TAMR-Effekt in FeCo/GaAs/Au

Im Rahmen der Arbeit wurden ebenfalls FeCo/GaAs/Au-Tunnelstrukturen bezüglich des TAMR-Effekts untersucht. Es wurde hierfür eine 12 nm dicke epitaktische FeCo-

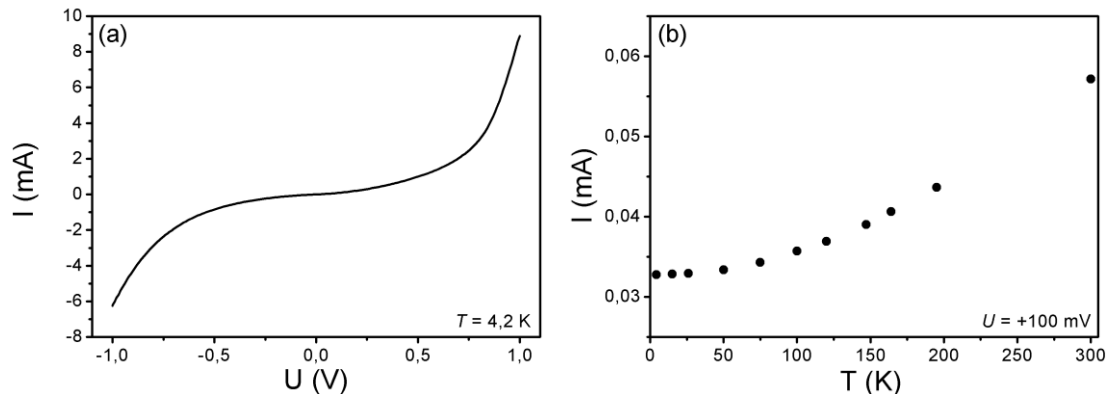


Abbildung 3.17: (a) Strom-Spannungs-Charakteristik einer untersuchten FeCo/GaAs/Au-Tunnelstruktur mit 8 nm dicker Barriere bei $T = 4,2 \text{ K}$ und $B = 0$. (b) Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms bei einer angelegten Spannung von $U = +100 \text{ mV}$.

Schicht auf der GaAs-Barriere gewachsen. Im Folgenden werden die durchgeführten Messungen dargestellt. Zunächst werden die Proben hinsichtlich ihrer elektrischen Eigenschaften charakterisiert. Anschließend wird auf die Messungen zum TAMR-Effekt eingegangen. Insbesondere wird hierbei untersucht, ob das in Abschnitt 1.4.2 vorgestellte Modell zum TAMR in Fe/GaAs/Au auch für das FeCo/GaAs/Au-System seine Gültigkeit beibehält. Grundsätzlich sollte dieses auf alle Tunnelstrukturen mit Zinkblende-Barrieren angewandt werden können.

3.2.1 Strom-Spannungs-Charakteristik

Die FeCo/GaAs/Au-Tunnelemente wurden zunächst bezüglich des vorliegenden Transportmechanismus untersucht. Hierfür wurden Kennlinien bei $T = 4,2 \text{ K}$ und $B = 0$ aufgenommen. Die Strom-Spannungs-Charakteristik einer typischen FeCo/GaAs/Au-Probe ist in Abbildung 3.17 (a) gezeigt. Es ergibt sich der charakteristische nichtlineare Verlauf, wie bereits bei den Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen beobachtet wurde. Weiterhin wurde ebenfalls die Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms untersucht. Hierfür wurde in Abbildung 3.17 (b) der Tunnelstrom bei einer festen Spannung von $U = +100 \text{ mV}$ in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Wie für den Tunneltransport erwartet, ergibt sich hier ein quadratischer Anstieg des Tunnelstroms mit zunehmender Temperatur. Es kann somit der Transport über Pinholes ausgeschlossen werden (vergleiche Abschnitt 3.1.1). Der Tunnelwiderstand nimmt bei der betrachteten FeCo/GaAs/Au-Struktur zwischen Raumtemperatur und $T = 4,2 \text{ K}$ um den Faktor 1,74 zu, was in guter Übereinstimmung zu den untersuchten Fe/GaAs/Au-Proben ist. Aus diesen Ergebnissen kann geschlossen werden, dass auch in FeCo/GaAs/Au Tunneln der dominierende Transportmechanismus ist, wobei die

temperaturbedingte Veränderung des Tunnelstroms auch hierbei in erster Linie durch die Temperaturabhängigkeit der GaAs-Bandlücke bedingt wird.

3.2.2 Magnetfeldsweeps entlang verschiedener Richtungen

Die FeCo/GaAs/Au-Tunnelstrukturen wurden zunächst bezüglich des TAMR-Effekts untersucht, indem Magnetfeldsweeps entlang verschiedener Richtungen durchgeführt und gleichzeitig der Tunnelwiderstand gemessen wurde. Die Sweeps erfolgten von negativer bzw. positiver Sättigung bis zur positiven bzw. negativen Sättigung der FeCo-Schicht bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$ und einer Bias-Spannung von $U = +90\text{ mV}$. Die Ergebnisse solcher Messungen für verschiedene Richtungen sind in Abbildung 3.18 dargestellt. Der Winkel ϕ ist wiederum bezüglich der $[110]$ -Richtung definiert. Verglichen mit den Ergebnissen an Fe/GaAs/Au-Strukturen zeigen die Kurven für FeCo/GaAs/Au-Strukturen wesentlich weniger komplexe Formen (vergleiche Abbildung 3.2). Im Verlauf einer Messung zeigen sich je nach Richtung des durchgeführten Sweeps unterschiedliche, vom äußeren Magnetfeld abhängige, Änderungen des Tunnelwiderstands, was auf das Vorhandensein des TAMR-Effekts in den untersuchten FeCo/GaAs/Au-Tunnelementen schließen lässt. Die im Vergleich zu den Kurven für Fe/GaAs/Au weniger komplexen Formen der Messergebnisse lassen sich wiederum durch den Verlauf der Magnetisierungsumkehr deuten. Diese scheint in den vorliegenden Proben in weniger Schritten zu erfolgen. Keine Veränderung im Widerstand erhält man hier bei einem Magnetfeldsweep entlang der $[110]$ -Richtung bzw. bei $\phi = 0^\circ$ (Abbildung 3.18 (g)). Diese Richtung entspricht der leichten Achse der uniaxialen Anisotropie, die bei auf GaAs gewachsenem FeCo beobachtet wird (vergleiche Abschnitt 1.5.2). Bei einem Magnetfeldsweep entlang dieser Richtung liegt die Magnetisierung immer entlang dieser leichten Richtung. Zusammen mit der Symmetrie des TAMR in FeCo/GaAs/Au, welche im folgenden Abschnitt geklärt wird, folgt hieraus der konstante Widerstand. Die größte Änderung im Widerstand beobachtet man bei einer Messung entlang der $[\bar{1}10]$ -Richtung ($\phi = 90^\circ$) (Abbildung 3.18 (b)). Diese Richtung entspricht der schweren Achse der uniaxialen Anisotropie von FeCo auf GaAs. Zunächst liegt die Magnetisierung entlang dieser Richtung und es ergibt sich ein konstanter Widerstand. Ist das äußere Magnetfeld klein genug, springt die Magnetisierung in Richtung der leichten Achse und der Widerstand nimmt den Wert an, der für diese Richtung beobachtet wird (vergleiche Abbildung 3.18 (g)). Aus den Messungen geht hervor, dass sowohl die Breite als auch die Höhe der beobachteten Schaltereignisse von der Richtung des Magnetfeldsweeps abhängen. Mit kleiner werdendem Winkel ϕ

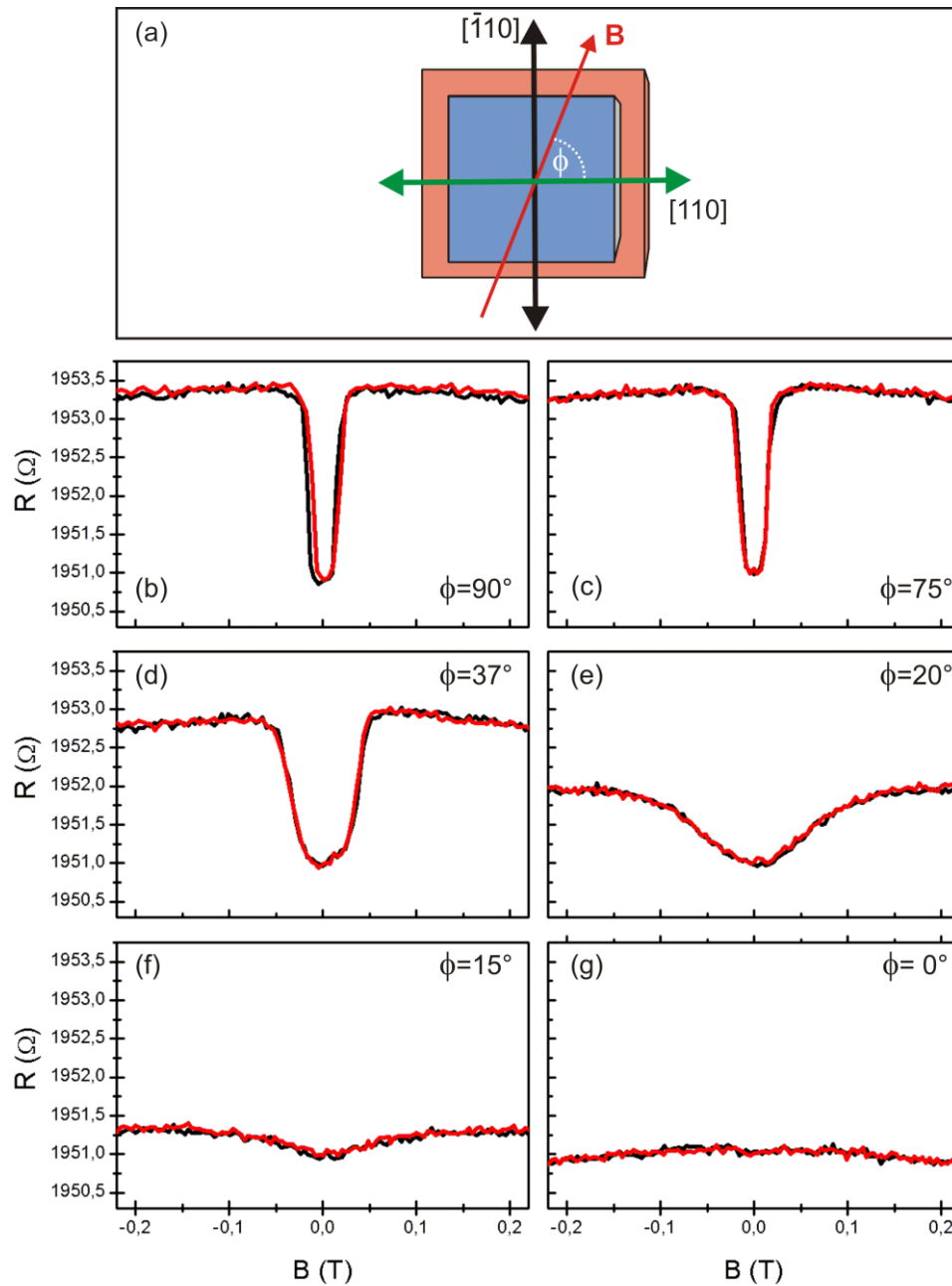


Abbildung 3.18: (a) Schematische Draufsicht der FeCo-Schicht. Die leichte Achse der uniaxialen Anisotropie ist als grüner Pfeil angedeutet, die schwere durch einen schwarzen. Der Winkel ϕ des äußeren Magnetfelds ist bezüglich der kristallographischen $[110]$ -Richtung definiert. Die Abbildungen (b)–(g) zeigen die Ergebnisse der durchgeführten Magnetfeldsweeps entlang verschiedener Richtungen bei $T=4,2\text{K}$ und einer angelegten Spannung von $U=+90\text{mV}$. Verglichen mit den Messungen an Fe/GaAs/Au-Proben ergeben sich weitaus weniger komplexe Kurven. Für die Magnetisierungsumkehr der FeCo-Schicht scheint die uniaxiale Komponente der magnetischen Anisotropie von FeCo auf GaAs maßgeblich zu sein.

nehmen die Beträge der Schaltfelder zu, während der Betrag der Widerstandsänderung abnimmt. In etwa ab einem Winkel von $\phi = 20^\circ$ findet anstatt definierter Sprünge, welche für größere Winkel beobachtet werden, eher eine gleichmäßige Rotation der Magnetisierung statt (Abbildung 3.18 (e)). Insgesamt lässt sich aus den Kurven schließen, dass die Magnetisierungsumkehr anders verläuft als in den untersuchten Fe/GaAs/Au-Strukturen. Die dominierende Rolle hierbei spielt bei den FeCo/GaAs/Au-Strukturen die uniaxiale Anisotropie der FeCo-Schicht, welche auf der GaAs-Barriere gewachsen wurde. Ein Einfluss der kubischen Anisotropie von bulk FeCo konnte nicht festgestellt werden. Um den tatsächlichen Unterschied des Ummagnetisierungsprozesses festzustellen, müssten die mikroskopischen Vorgänge hierbei genauer untersucht werden. Da sowohl für Fe/GaAs/Au als auch für FeCo/GaAs/Au die vorgestellten Modelle die Phänomene hinreichend genau erklären können, wurde darauf im Verlauf der vorliegenden Arbeit verzichtet.

3.2.3 In-plane TAMR-Effekt

Die Messungen zum in-plane TAMR-Effekt in FeCo/GaAs/Au wurden analog zu den in Abschnitt 3.1.3 dargestellten Messungen an Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen durchgeführt. An die Proben wurde ein ausreichend starkes Magnetfeld angelegt, um den FeCo-Film magnetisch zu sättigen. Dieses wurde anschließend in der Ebene der Schichten um 360° gedreht und gleichzeitig der Tunnelwiderstand gemessen. Das typische Ergebnis einer solchen Messung für ein Magnetfeld von $B = 0,5\text{ T}$, $T = 4,2\text{ K}$ und einer Bias-Spannung von $U = -90\text{ mV}$ ist in Abbildung 3.19 gezeigt. Es ergibt sich hierbei ebenfalls ein für den TAMR charakteristischer Widerstandsverlauf, dessen Anisotropie zweifache Symmetrie aufweist. Im Gegensatz zu den untersuchten Fe/GaAs/Au-Strukturen gleicht die Form der in Abbildung 3.19 dargestellten TAMR-Kurve für eine angelegte Spannung von $U = -90\text{ mV}$ bei der FeCo/GaAs/Au-Probe nicht länger einer liegenden, sondern einer aufrechten Acht (vergleiche Abbildung 3.3). Der Zustand hohen Widerstands liegt entlang der kristallographischen $[\bar{1}10]$ -Richtung, während das Widerstandsminimum entlang der $[110]$ -Richtung auftritt. Die Folge hieraus ist, dass bei den untersuchten FeCo/GaAs/Au-Tunnelstrukturen nicht wie bei Fe/GaAs/Au ein negativer, sondern ein positiver TAMR-Effekt für eine Bias-Spannung von $U = -90\text{ mV}$ beobachtet wird. Die gesamte Widerstandsänderung zwischen der $[110]$ - und der $[\bar{1}10]$ -Richtung beträgt bei der untersuchten FeCo/GaAs/Au-Tunnelstruktur ca. $+0,14\%$. Verglichen mit Fe/GaAs/Au liegt dieser Wert vom Betrag her unter dem für dieses System gemessenen TAMR bei $U = -90\text{ mV}$. Insgesamt lässt sich aus der in Abbildung 3.19 gezeigten Messung des TAMR-Effekts in FeCo/GaAs/Au eine voll-

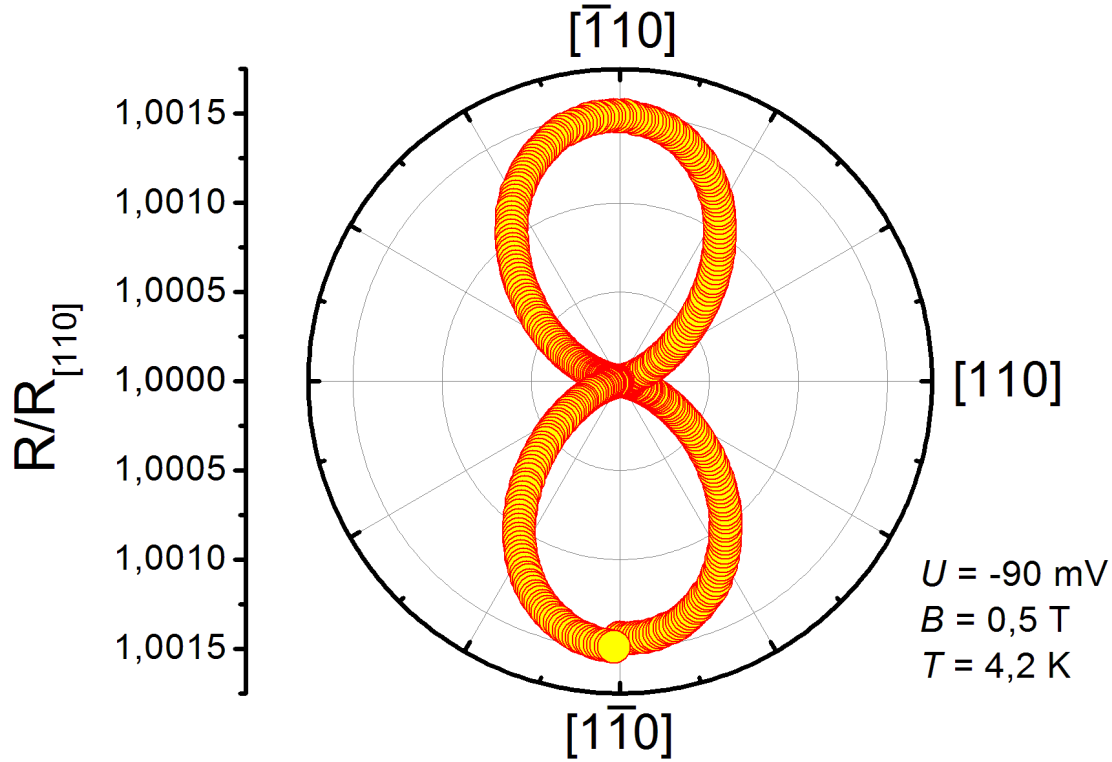


Abbildung 3.19: Auf die $[110]$ -Richtung der GaAs-Barriere normierter Tunnelwiderstand in Abhängigkeit der Magnetisierungsrichtung, aufgenommen bei $T = 4,2\text{ K}$, $U = -90\text{ mV}$ und $B = 0,5\text{ T}$. Der Verlauf des Widerstands gleicht einer aufrechten Acht, wobei sich in der $[110]$ -Richtung ein um ca. 0,14 % niedrigerer Widerstand als in $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung ergibt. Im Vergleich zum äquivalenten Ergebnis für Fe/GaAs/Au ist die Kurve um 90° gedreht und es ergibt sich ein positiver TAMR-Effekt (vergleiche Abbildung 3.3).

kommen anders verlaufende Spannungsabhängigkeit des TAMR als bei Fe/GaAs/Au erwarten.

Aufgrund der Ähnlichkeit der Symmetrie und Form des TAMR in FeCo/GaAs/Au mit den in Abschnitt 3.1 gezeigten Messungen an Fe/GaAs/Au-Proben, lässt sich auch hier der beobachtete TAMR-Effekt durch das gleichzeitige Auftreten von Bychkov-Rashba- und Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung erklären. Um die experimentellen Ergebnisse zu fitten, wäre somit die gleiche Prozedur wie in Abschnitt 3.1.3 vonnöten. Als einziger Fit-Parameter zur Bestimmung des Widerstandsverhältnisses $R_{[\bar{1}10]} / R_{[110]}$, verbliebe wiederum der Bychkov-Rashba-Parameter α_l an der FeCo/GaAs-Grenzfläche. Eine exakte Bestimmung des Verlaufs von α_l in Abhängigkeit von $R_{[\bar{1}10]} / R_{[110]}$, ähnlich wie in Abbildung 3.4 für Fe/GaAs/Au dargestellt, steht jedoch bis zum aktuellen Zeitpunkt aus. Ein Unterschied zwischen den beiden Materialsystemen ergibt sich aus den unterschiedlichen Fermi-Wellenvektoren der ferromagnetischen

Elektroden [90]. Qualitativ lässt sich aus dem beobachteten, positiven TAMR-Effekt in den FeCo/GaAs/Au-Tunnelstrukturen für $U = -90\text{ mV}$ (vergleiche Abbildung 3.19) schließen, dass, sofern α_l einen ähnlichen Verlauf wie bei Fe/GaAs/Au zeigt, ein negativer Wert des Bychkov-Rashba-Parameters α_l bei $U = -90\text{ mV}$ vorliegt.

3.2.4 Spannungsabhängigkeit des in-plane TAMR

Um die Spannungsabhängigkeit des TAMR-Effekts der untersuchten FeCo/GaAs/Au-Tunnelstrukturen zu erfassen, wurden TAMR-Messungen bei $T = 4,2\text{ K}$, $B = 0,5\text{ T}$ und verschiedenen Bias-Spannungen durchgeführt. Zunächst ist in Abbildung 3.20 das Ergebnis einer Messung bei $U = +90\text{ mV}$ gezeigt. Ähnlich wie bei den Fe/GaAs/Au-Proben ergibt sich die Form einer aufrechten Acht mit maximalem bzw. minimalem Widerstand in $[\bar{1}10]$ - bzw. $[110]$ -Richtung. Die gesamte Widerstandsänderung beträgt bei der untersuchten Probe ca. $+0,14\%$. Da sowohl für $U = -90\text{ mV}$ als auch für $U = +90\text{ mV}$ ein positiver TAMR-Effekt festgestellt wurde, ist anzunehmen, dass bei FeCo/GaAs/Au, im Gegensatz zu Fe/GaAs/Au, kein spannungsinduzierter Vorzeichenwechsel des TAMR auftritt. Um diesem Sachverhalt auf den Grund zu gehen, sind in Abbildung 3.21 TAMR-Kurven für verschiedene Bias-Spannungen gezeigt. Analog zu Abschnitt 3.1.4 erfolgt die Auftragung der Übersicht wegen in kartesischen Koordinaten, wobei nur ein 180° Ausschnitt gezeigt wird. Zusätzlich wurden die Kurven für positive und negative Spannungen voneinander getrennt aufgetragen. Aus den Messergebnissen geht hervor, dass für alle an den Tunnelkontakt angelegten Spannungen, sowohl für positive als auch negative, nur positive Werte des TAMR-Effekts auftreten. Das Widerstandsmaximum liegt immer in $[\bar{1}10]$ -Richtung, während der Widerstand in $[110]$ -Richtung minimal ist. Ein weiterer interessanter Effekt ist, dass der TAMR-Effekt bei den FeCo/GaAs/Au-Proben, im Gegensatz zu den untersuchten Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen, die größten Werte bei niedrigen Spannungen annimmt, während diese mit zunehmendem Betrag der Spannung abnehmen. Ab einer Spannung von ca. $U = \pm 275\text{ mV}$ führt eine weitere Erhöhung des Betrags der Spannung zu keiner nennenswerten Veränderung des TAMR-Effekts. Der größte Effekt wurde bei den untersuchten FeCo/GaAs/Au-Strukturen für eine Spannung von $U = +10\text{ mV}$ beobachtet. Dieser betrug bei der gezeigten Struktur bei $T = 4,2\text{ K}$ und einem Magnetfeld von $B = 0,5\text{ T}$ ca. $+0,23\%$. Generell lag der maximale Wert des TAMR-Effekts bei den FeCo/GaAs/Au-Proben vom Betrag her unter dem für Fe/GaAs/Au beobachteten (vergleiche Abschnitt 3.1.4).

Da bei den FeCo/GaAs/Au-Tunnelementen nur positive Werte des TAMR-Effekts auftreten, erwartet man ausgehend von dem in Abschnitt 1.4.2 vorgestellten theoreti-

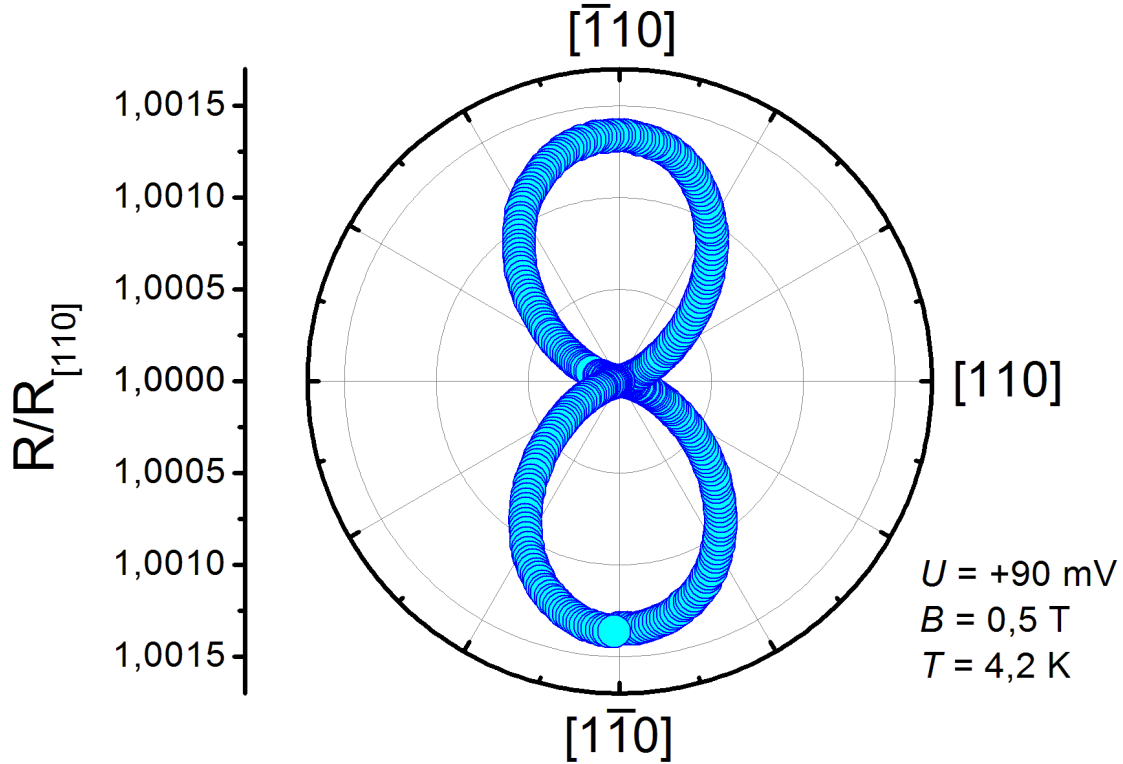


Abbildung 3.20: Auf die $[110]$ -Richtung der GaAs-Barriere normierter Tunnelwiderstand in Abhängigkeit der Magnetisierungsrichtung, aufgenommen bei $T = 4,2 \text{ K}$, $U = +90 \text{ mV}$ und $B = 0,5 \text{ T}$. Der Verlauf des Widerstands gleicht einer aufrechten Acht, wobei sich in der $[110]$ -Richtung ein um ca. 0,14 % niedrigerer Widerstand als in $[\bar{1}10]$ -Richtung ergibt. Bei FeCo/GaAs/Au liegt im Gegensatz zu Fe/GaAs/Au sowohl für $U = +90 \text{ mV}$ als auch für $U = -90 \text{ mV}$ (vergleiche Abbildung 3.19) ein positiver TAMR-Effekt vor.

schen Modell für alle angelegten Spannungen das gleiche Vorzeichen des Bychkov-Rashba-Parameters α_l an der FeCo/GaAs-Grenzfläche. Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, wurde jedoch bisher der exakte quantitative Verlauf von α_l in Abhängigkeit des Verhältnisses $R_{[\bar{1}10]}/R_{[110]}$ nicht unter Einbeziehung der Fermi-Wellenvektoren von FeCo berechnet [90].

Eine mögliche Ursache der vollkommen veränderten Spannungsabhängigkeit des TAMR der FeCo/GaAs/Au-Strukturen, verglichen mit den Ergebnissen für Fe/GaAs/Au, liegt in den zugrundeliegenden Mechanismen der Spannungsabhängigkeit der Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter, insbesondere des Bychkov-Rashba-Parameters. Berechnungen des effektiven Spin-Bahn-Magnetfelds für Ferromagnet/Halbleiter-Strukturen ergaben, dass die Bandstruktur an der Grenzfläche entscheidenden Einfluss auf dessen Form und Symmetrie hat [99]. Im Speziellen hat sich gezeigt, dass das Spin-Bahn-Feld für unterschiedliche Bänder verschieden ist. Hierbei

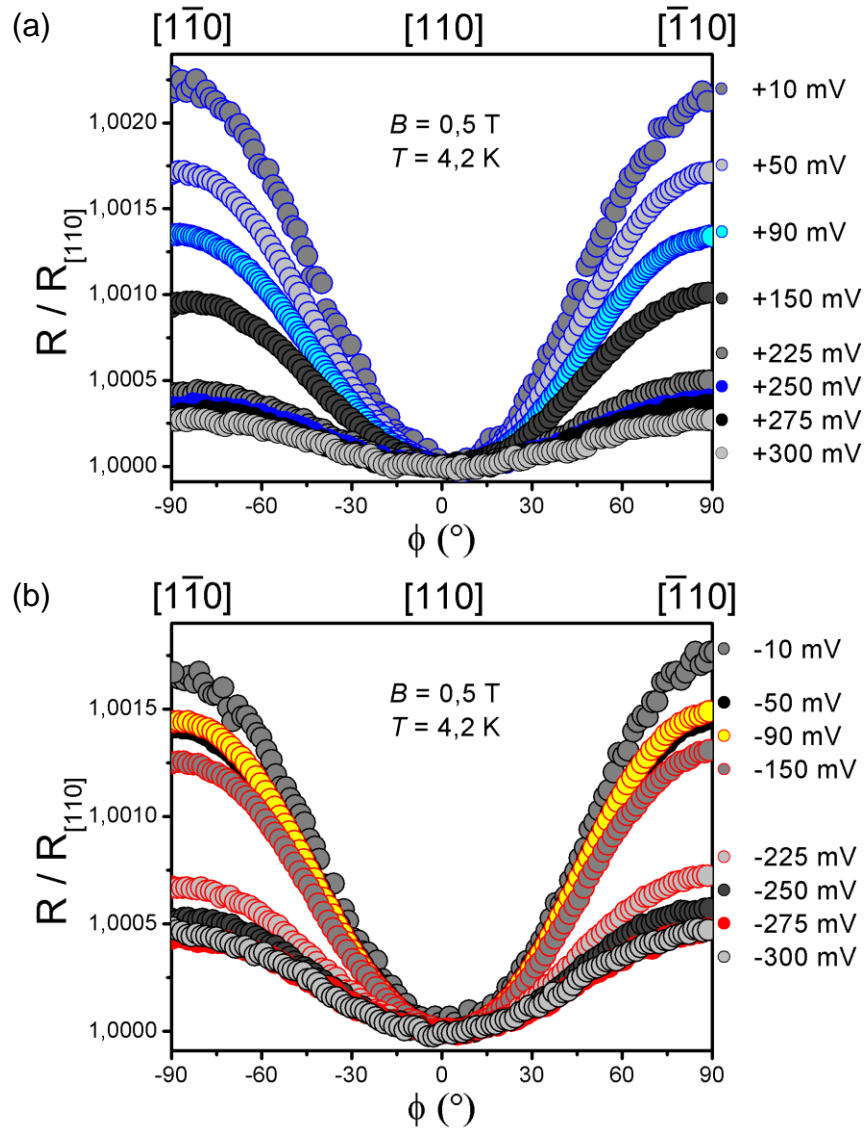


Abbildung 3.21: TAMR-Kurven der untersuchten FeCo/GaAs/Au-Tunnelstrukturen bei $T = 4,2\text{ K}$, $B = 0,5\text{ T}$ und (a) positiven bzw. (b) negativen Spannungen. Anders als bei Fe/GaAs/Au wird kein spannungsinduzierter Vorzeichenwechsel des TAMR beobachtet.

wurde ebenfalls eine Rotation der Symmetrieachsen beobachtet, wenn man von einem Band in ein anderes wechselt, was mit einem Vorzeichenwechsel des effektiven Bychkov-Rashba-Parameters einhergeht. Hieraus kann geschlossen werden, dass der effektive Bychkov-Rashba-Parameter energieabhängig ist [99].

Beim Tunneln kann durch das Anlegen einer externen Spannung das für den Tunnelprozess relevante Energiefenster verschoben werden [6]. Zusammen mit der Energieabhängigkeit des Bychkov-Rashba-Parameters kann die beobachtete Spannungsabhängigkeit von α_l erklärt werden. Die Größe und das Vorzeichen des Bychkov-Rashba-

Parameters an der Grenzfläche α_I hängen also von den Bändern ab, welche hauptsächlich zum Transport über die Ferromagnet/Halbleiter-Grenzfläche beitragen [6]. Da sich für unterschiedliche Materialkombinationen im Allgemeinen verschiedene Bandstrukturen ergeben und somit unterschiedliche Bänder zum Tunneltransport beitragen, lassen sich die verschiedenen Ergebnisse zur Spannungsabhängigkeit bei Fe/GaAs/Au und FeCo/GaAs/Au hieraus erklären. Exakte Berechnungen der Bandstrukturen der verwendeten Materialsysteme wurden jedoch bis zum aktuellen Zeitpunkt noch nicht durchgeführt.

3.2.5 Temperaturabhängigkeit des in-plane TAMR

Ähnlich wie für Fe/GaAs/Au wurden für FeCo/GaAs/Au TAMR-Messungen bis hin zu Raumtemperatur durchgeführt. Hierfür wurde wiederum ein externes Magnetfeld von $B = 0,5\text{T}$ verwendet und der TAMR für verschiedene Spannungen gemessen. Typische Messergebnisse sind in Abbildung 3.22 für $U = \pm 90\text{mV}$ dargestellt. Vergleicht man die gezeigten TAMR-Kurven mit den äquivalenten für Fe/GaAs/Au aus Abschnitt 3.1.5, erkennt man, dass der beobachtete TAMR-Effekt der untersuchten FeCo/GaAs/Au-Tunnelstrukturen bei beiden gezeigten Spannungen eine geringere Temperaturabhängigkeit aufweist. Bei $U = +90\text{mV}$ ergibt sich eine Abnahme von ca. 0,15 % auf ca. 0,1 % zwischen $T = 4,2\text{K}$ und Raumtemperatur, während der TAMR bei $U = -90\text{mV}$ im gleichen Temperaturintervall eine Abnahme von ca. 0,15 % auf ca. 0,12 % erfährt. Bei Raumtemperatur ist bei beiden Spannungen noch ein klares TAMR-Signal sichtbar. Im Gegensatz hierzu konnte bei Fe/GaAs/Au bei $U = -90\text{mV}$ kein TAMR-Effekt mehr beobachtet werden. Die Übersicht in Abbildung 3.23 zeigt den $\text{TAMR}_{[110]}$ in Prozent für $B = 0,5\text{T}$ in Abhängigkeit von der Temperatur für verschiedene Bias-Spannungen. Es zeigt sich, dass, wie bei den Fe/GaAs/Au-Proben, für alle Spannungen eine näherungsweise lineare Abnahme des TAMR-Effekts mit wachsender Temperatur beobachtet werden kann. Ebenso ist zu erkennen, dass größere TAMR-Effekte bei $T = 4,2\text{K}$ mit wachsender Temperatur schneller abnehmen als kleinere. Bei einer an den Tunnelkontakt angelegten Spannung von $U = +10\text{mV}$ liegt beispielsweise bei $T = 4,2\text{K}$ der maximal beobachtete Effekt in FeCo/GaAs/Au vor. Bei Raumtemperatur hingegen liegen die Werte des TAMR-Effekts für alle Spannungen näher zusammen. Insgesamt konnte für alle in Abbildung 3.23 untersuchten Spannungen, im Gegensatz zu den Fe/GaAs/Au-Proben, noch ein TAMR bei Raumtemperatur nachgewiesen werden.

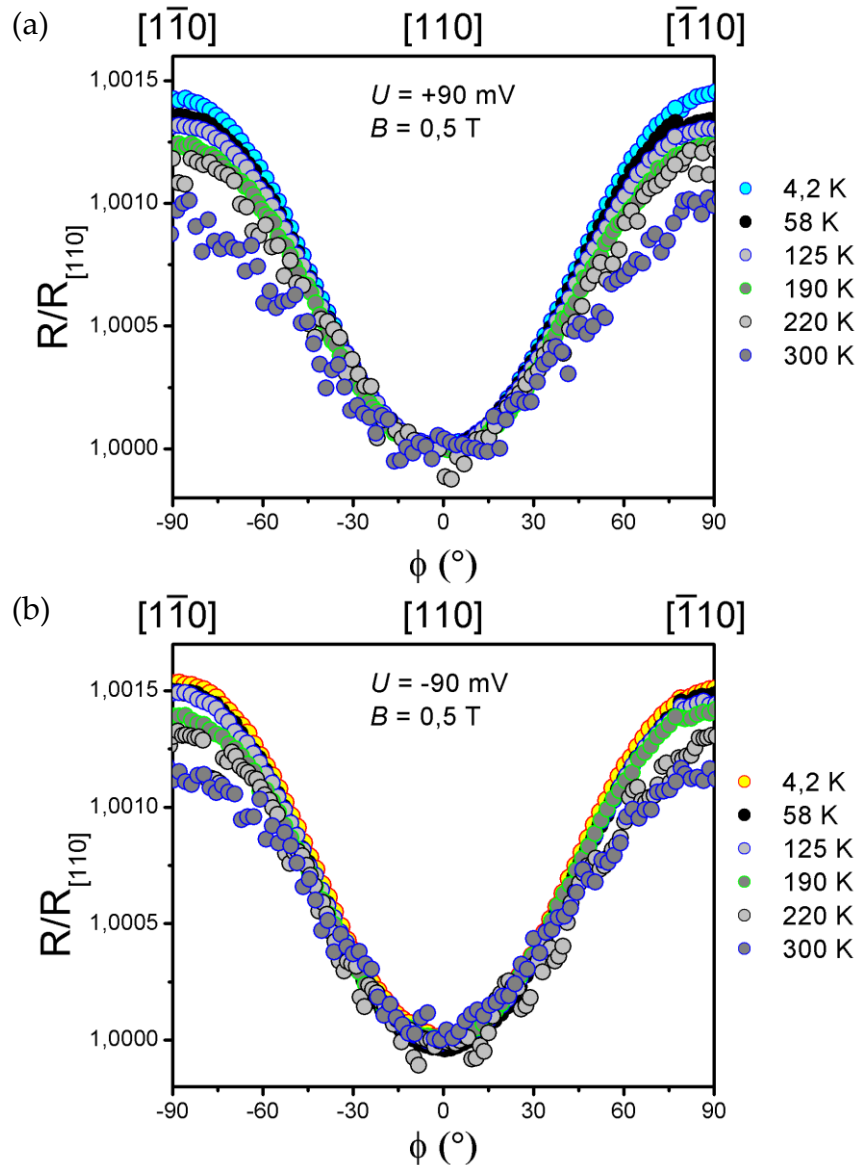


Abbildung 3.22: Temperaturabhängige Messungen des TAMR-Effekts in FeCo/GaAs/Au für $U = +90$ mV (a) und $U = -90$ mV (b) bei $B = 0,5$ T. Für beide Spannungen wird eine Abnahme des TAMR mit zunehmender Temperatur beobachtet, wobei bei beiden Spannungen auch bei Raumtemperatur noch ein TAMR-Effekt nachgewiesen werden kann.

Zusammenfassend zeigte sich bei der Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des TAMR in FeCo/GaAs/Au, dass diese die gleichen charakteristischen Merkmale aufweist, wie für das System Fe/GaAs/Au beobachtet wurden. Dies ist zum einen die näherungsweise lineare Abnahme des TAMR-Effekts mit zunehmender Temperatur. Zum anderen wurde nachgewiesen, dass die Temperaturabhängigkeit des TAMR der FeCo/GaAs/Au-Tunnelstrukturen von der Bias-Spannung beeinflusst werden kann. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass sowohl in Fe/GaAs/Au als auch in

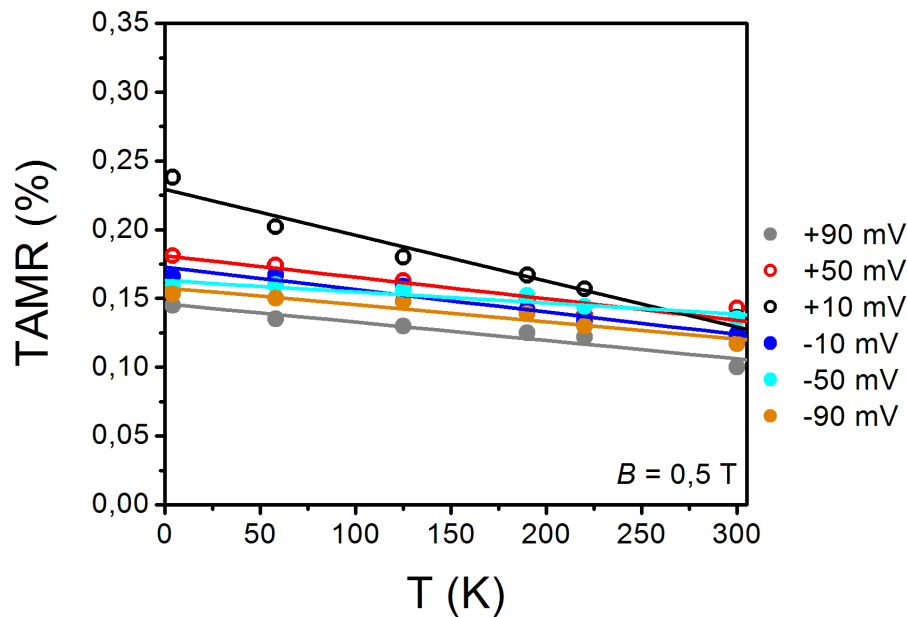


Abbildung 3.23: Temperaturabhängigkeit des TAMR in FeCo/GaAs/Au für verschiedene Bias-Spannungen und $B = 0,5 \text{ T}$. Bei allen Spannungen wurde eine lineare Abnahme des TAMR-Effekts mit wachsender Temperatur festgestellt. Die Abnahme ist je nach angelegter Spannung unterschiedlich stark ausgeprägt.

FeCo/GaAs/Au die gleichen Mechanismen ursächlich für die Temperaturabhängigkeit des TAMR sind.

3.2.6 Magnetfeldabhängigkeit des in-plane TAMR

Um die Magnetfeldabhängigkeit des TAMR-Effekts in FeCo/GaAs/Au zu bestimmen, wurden Magnetfelder bis hin zu einem Betrag von $B = 5 \text{ T}$ an die Tunnelstrukturen angelegt. Sämtliche in diesem Abschnitt dargestellten Messungen wurden bei $T = 4,2 \text{ K}$ für verschiedene Bias-Spannungen durchgeführt. Die erzielten Messergebnisse für $U = +90 \text{ mV}$ sind in Abbildung 3.24 dargestellt. Ähnlich wie bei den untersuchten Fe/GaAs/Au-Proben ergibt sich mit zunehmendem Magnetfeld eine „Verbiegung“ der TAMR-Kurven nach unten. Für die auftretenden positiven Effekte in FeCo/GaAs/Au bedeutet dies, dass der TAMR-Effekt mit zunehmendem Magnetfeld abnimmt. Ein ähnliches Verhalten wurde für die positiven TAMR-Effekte der Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen beobachtet. Da keine negativen Werte des TAMR bei FeCo/GaAs/Au beobachtet werden konnten, kann nicht überprüft werden, ob deren Beträge wie bei Fe/GaAs/Au mit steigendem Magnetfeld zunehmen. Eine Übersicht der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR für verschiedene Spannungen ist in Abbildung

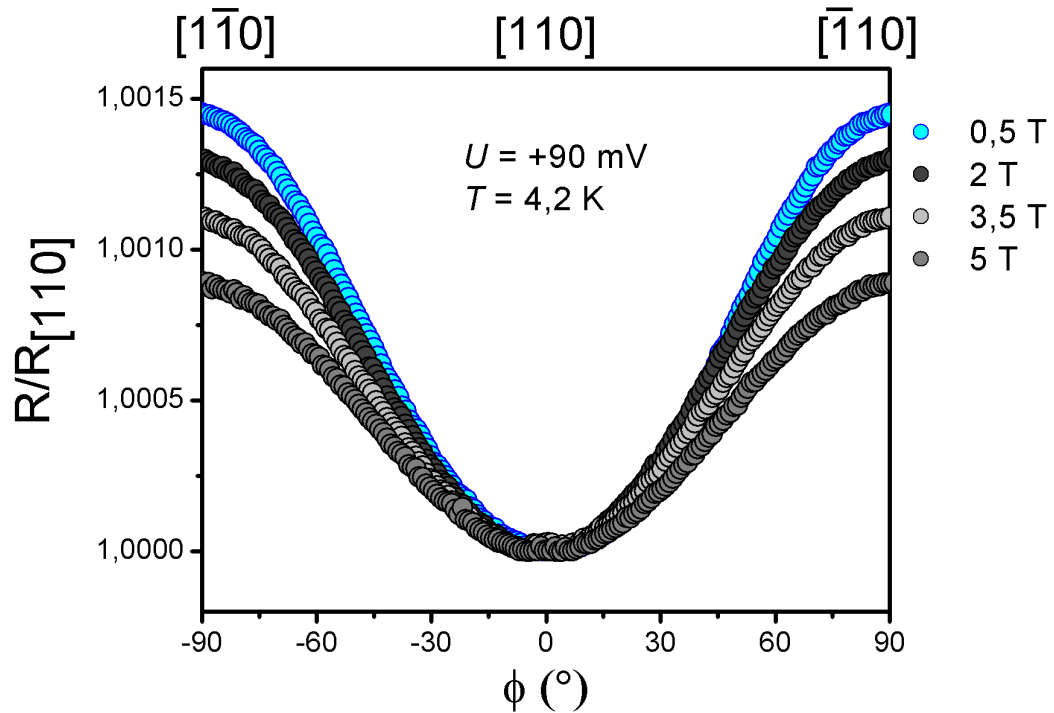


Abbildung 3.24: Magnetfeldabhängige TAMR-Kurven einer FeCo/GaAs/Au-Tunnelstruktur bei $T = 4,2\text{ K}$ und $U = +90\text{ mV}$. Mit wachsendem Magnetfeld nimmt der TAMR-Effekt ab.

3.25 gezeigt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden hierfür zwei Graphen jeweils für positive und negative Spannungen erstellt. Wie aus den Messungen für das System Fe/GaAs/Au erwartet, ergibt sich auch für FeCo/GaAs/Au ein linearer Verlauf der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR. Die Steigung der Geraden ist wiederum für alle Bias-Spannungen nahezu gleich. Eine geringfügige Abweichung hiervon wurde lediglich für $U = -50\text{ mV}$ und $U = -90\text{ mV}$ beobachtet. Da nur positive TAMR-Werte auftreten, zeigt sich für alle Spannungen eine Abnahme des beobachteten TAMR-Effekts mit zunehmendem Magnetfeld, wobei die Magnetfeldabhängigkeit des TAMR wie bei Fe/GaAs/Au nicht von der an den Tunnelkontakt angelegten Spannung beeinflusst wird.

Die Ähnlichkeit der Messergebnisse für Fe/GaAs/Au und FeCo/GaAs/Au lässt es auch im Fall der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR zu, diese analog zu Abschnitt 3.1.6 zu interpretieren. Auch bei FeCo/GaAs/Au können somit die orbitalen Effekte auf die tunnelnden Elektronen, bedingt durch das externe Magnetfeld, als Ursprung der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR-Effekts angenommen werden. Bezüglich der Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter lässt sich aus der Unabhängigkeit der magnetfeldbedingten Änderung des TAMR von der angelegten Spannung schließen, dass ähnlich wie bei Fe/GaAs/Au nur der Dresselhaus-Parameter γ für die Magnetfeldabhängigkeit des TAMR-Effekts in FeCo/GaAs/Au relevant ist. Insgesamt sind die gezeigten Mess-

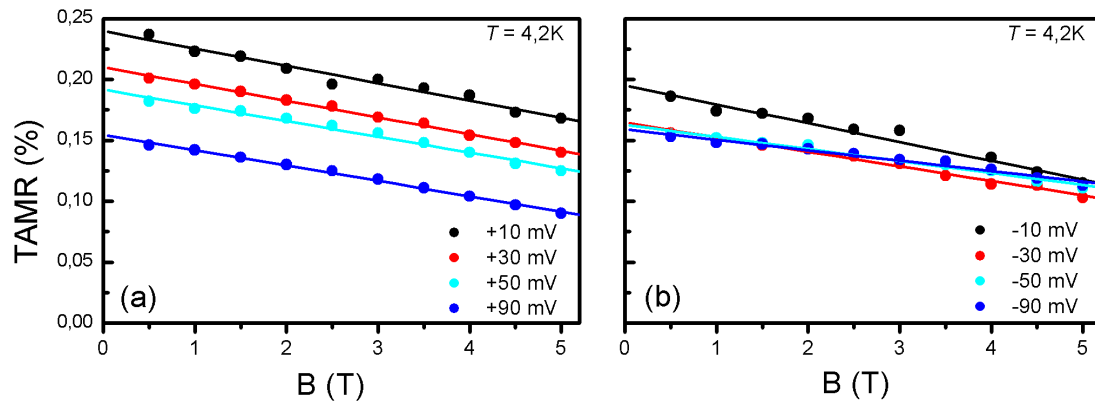


Abbildung 3.25: Magnetfeldabhängigkeit des TAMR einer untersuchten FeCo/GaAs/Au-Tunnelstruktur bei $T = 4,2\text{ K}$ und (a) positiven bzw. (b) negativen Bias-Spannungen. Wie bei Fe/GaAs/Au führt eine Erhöhung des Magnetfelds zu einer linearen Abnahme positiver TAMR-Effekte.

ergebnisse eine weitere Bestärkung der Annahme, dass das in Abschnitt 1.4.2 beschriebene theoretische Modell seine Gültigkeit auch für die FeCo/GaAs/Au-Tunnelstrukturen nicht verliert.

3.2.7 Temperaturabhängige Messung der Magnetfeldabhängigkeit des in-plane TAMR

Die magnetfeldabhängigen Messungen wurden bis zu einer Temperatur von $T = 150\text{ K}$ durchgeführt. Es wurden hierfür Magnetfelder zwischen $B = 0,5\text{ T}$ und $B = 5\text{ T}$ verwendet und der TAMR für verschiedene Bias-Spannungen gemessen. In Abbildung 3.26 sind exemplarisch die Messergebnisse einer untersuchten FeCo/GaAs/Au-Struktur für $U = \pm 90\text{ mV}$ und $U = \pm 10\text{ mV}$ dargestellt. Wie erwartet zeigen die TAMR(B)-Kurven die charakteristische lineare Abnahme bei $T = 4,2\text{ K}$ mit steigendem Magnetfeld. Ebenso ist aus den Graphen abzulesen, dass die typische Temperaturabhängigkeit des TAMR-Effekts bei $B = 0,5\text{ T}$ in den untersuchten Proben nachgewiesen werden konnte. Es ergibt sich eine Abnahme des TAMR mit zunehmender Temperatur, wobei zunächst bei $T = 4,2\text{ K}$ größere Effekte eine stärkere Temperaturabhängigkeit aufweisen. Die temperaturabhängigen Untersuchungen der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR-Effekts ergeben, dass diese für alle Spannungen unabhängig von der Temperatur ist. Dies ist aus der Steigung der TAMR(B)-Kurven abzulesen. Es zeigt sich, dass diese für die jeweiligen Spannungen bei Variation der Temperatur nahezu unverändert bleibt.

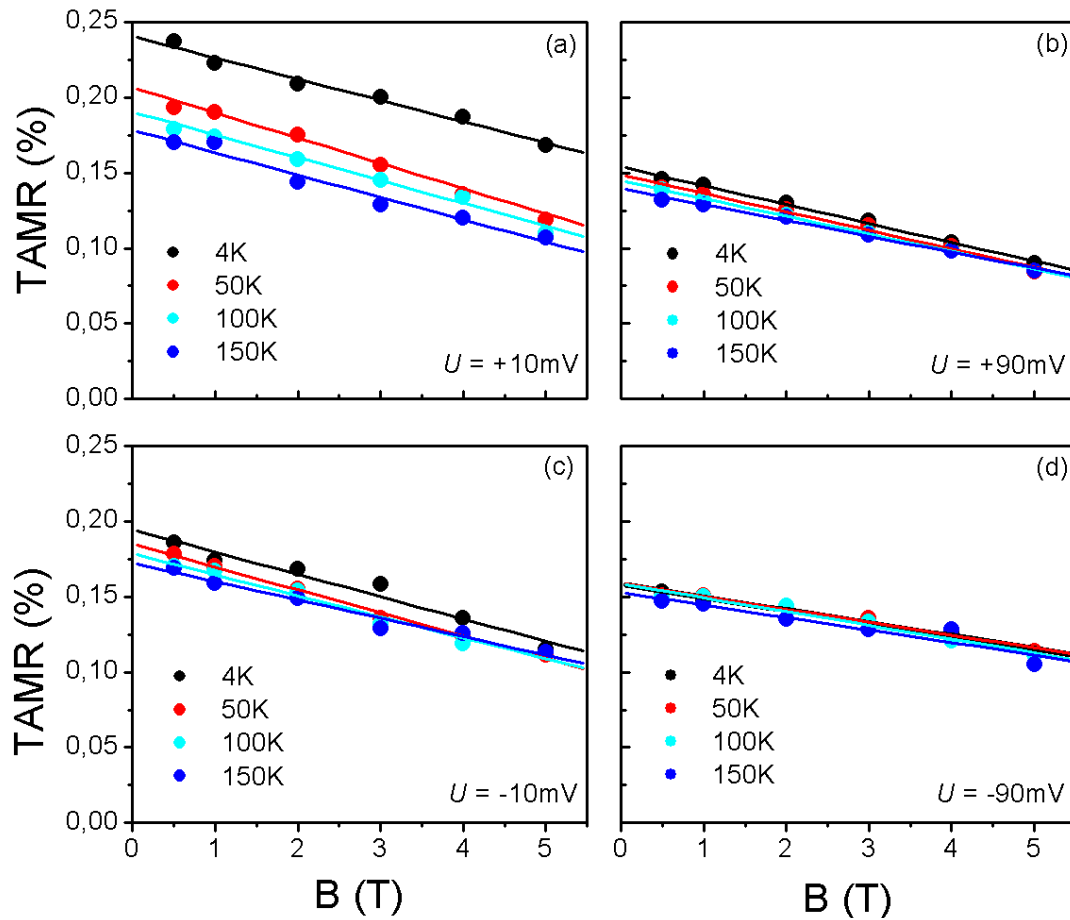


Abbildung 3.26: Temperaturabhängige Messungen der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR einer untersuchten FeCo/GaAs/Au-Tunnelstruktur für (a) +10 mV, (b) +90 mV, (c) -10 mV und (d) -90 mV. Analog zu den Messergebnissen für Fe/GaAs/Au (vergleiche Abschnitt 3.1.7) wurde beobachtet, dass die Magnetfeldabhängigkeit des TAMR auch in FeCo/GaAs/Au nahezu unabhängig von der Temperatur ist. Um die Ergebnisse bei den unterschiedlichen Spannungen besser vergleichen zu können, wurde stets die gleiche Skalierung gewählt.

Die erzielten Ergebnisse stehen somit im Einklang zu den Messungen für Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen aus Abschnitt 3.1.7. Bei beiden Materialsystemen konnte keine temperaturabhängige Veränderung der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR-Effekts beobachtet werden. Interpretiert man das Ergebnis hinsichtlich der Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter, so kann das in Abschnitt 3.1.7 gewonnene Ergebnis, dass der Dresselhaus-Parameter γ nur geringfügig von der Temperatur abhängt, bestätigt werden. Dies kann aus der beobachteten, von der Temperatur unabhängigen Steigung der TAMR(B)-Kurven abgeleitet werden. Wie in Abschnitt 3.1.6 dargestellt, ist die Magnetfeldabhängigkeit des TAMR und damit die besagte Steigung nur durch den Dresselhaus-Parameter bestimmt. Da sich die Magnetfeldabhängigkeit nicht mit der Tempera-

tur verändert, kann somit geschlossen werden, dass auch der Dresselhaus-Parameter keine ausgesprochene Temperaturabhängigkeit aufweist.

3.2.8 Out-of-plane TAMR-Effekt

Die Messungen zum out-of-plane TAMR in FeCo/GaAs/Au wurden analog zu denen an Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen durchgeführt. Um eine magnetische Sättigung der FeCo-Schicht senkrecht zur Schichtebene zu gewährleisten, wurden Magnetfelder ab einer Stärke von $B = 3\text{ T}$ verwendet. Wie zuvor musste hierfür ein drehbarer Probenstab verwendet werden, welcher nur zwei unterschiedliche Konfigurationen der Kreissweeps zulässt. Die möglichen in-plane Ausrichtungen der Magnetisierung waren zum einen die $[110]$ - und zum anderen die $[\bar{1}10]$ -Richtung. Im weiteren Verlauf des Abschnitts werden diese analog zu Abschnitt 3.1.8 als $[110]$ - bzw. $[\bar{1}10]$ -Konfigurationen bezeichnet. In Abbildung 3.27 und Abbildung 3.28 sind die Ergebnisse der Messungen zum out-of-plane TAMR-Effekt in FeCo/GaAs/Au für $T = 4,2\text{ K}$, verschiedene Spannungen und Magnetfeldern von $B = 3\text{ T}$ und $B = 5\text{ T}$ gezeigt. Ähnlich wie im Fall des in-plane TAMR konnte hierbei eine Widerstandsänderung abhängig von der Magnetisierungsrichtung beobachtet werden, wobei der auftretende out-of-plane TAMR ebenfalls die charakteristische zweifache Symmetrie aufweist.

Die Messungen in der $[110]$ -Konfiguration ergaben für alle an den Tunnelkontakt angelegten Spannungen ein Widerstandsminimum, falls die Magnetisierung in der Ebene der Schichten entlang der kristallographischen $[110]$ -Richtung liegt (Abbildung 3.27). Mit der gewählten Auftragung folgt, dass hier stets ein negativer TAMR-Effekt auftritt. Beispielsweise wurde bei einer Spannung von $U = +10\text{ mV}$ und einem Magnetfeld von $B = 3\text{ T}$ ein Effekt von ca. $-0,16\%$ beobachtet. Interessant ist hierbei, dass bei positiven Spannungen der Betrag des TAMR mit zunehmendem Betrag von U abnimmt, während dieser bei negativen Spannungen zunimmt.

In der $[\bar{1}10]$ -Konfiguration ergeben sich im Allgemeinen sehr kleine Unterschiede des Tunnelwiderstands zwischen der $[\bar{1}10]$ - und der $[001]$ -Richtung (Abbildung 3.28). Hier konnte ein Vorzeichenwechsel des TAMR beobachtet werden. Positive Spannungen führen zu positiven Werten des TAMR, während negative Spannungen in negativen TAMR-Effekten resultieren. Für $U = -10\text{ mV}$ konnte im Mittel keine Änderung des Widerstands im Verlauf einer TAMR-Messung festgestellt werden. Bei $U = \pm 10\text{ mV}$ wurden relativ verrauschte Kurven beobachtet.

Die in Fe/GaAs/Au beobachtete Änderung der Form der out-of-plane TAMR-Kurven kann bei den FeCo/GaAs/Au nicht in der gleichen Ausprägung nachgewiesen werden.

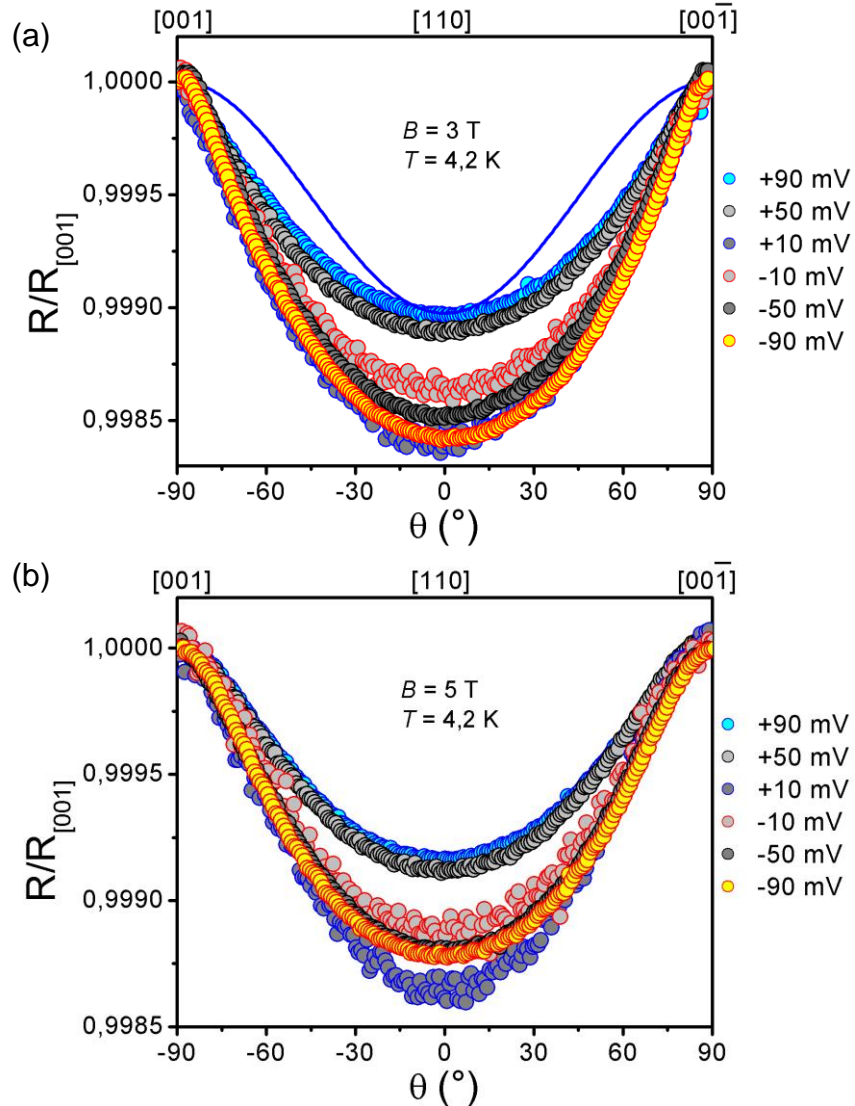


Abbildung 3.27: Messung des out-of-plane TAMR in $[110]$ -Konfiguration einer FeCo/GaAs/Au-Tunnelstruktur bei (a) $B = 3\text{ T}$ und (b) $B = 5\text{ T}$. Die Messungen wurden bei $T = 4,2\text{ K}$ und verschiedenen Bias-Spannungen durchgeführt. Der beobachtete out-of-plane TAMR weist ebenfalls eine zweifache Symmetrie auf. Ähnlich wie für Fe/GaAs/Au nachgewiesen, weicht die Form der Kurven von der mit dem einfachsten Modell berechneten Winkelabhängigkeit ab.

Mit zunehmendem Magnetfeld ergab sich sowohl in $[110]$ - als auch in $[\bar{1}10]$ -Konfiguration eine betragsmäßige Abnahme des TAMR.

Auch die Ergebnisse zum out-of-plane TAMR-Effekt in FeCo/GaAs/Au zeigen die bereits in Fe/GaAs/Au beobachteten, charakteristischen Merkmale. Die Veränderung der Form der TAMR-Kurven bei Erhöhung des externen Magnetfelds ist zwar bei den FeCo/GaAs/Au-Strukturen nicht derart ausgeprägt wie bei den Fe/GaAs/Au-Proben,

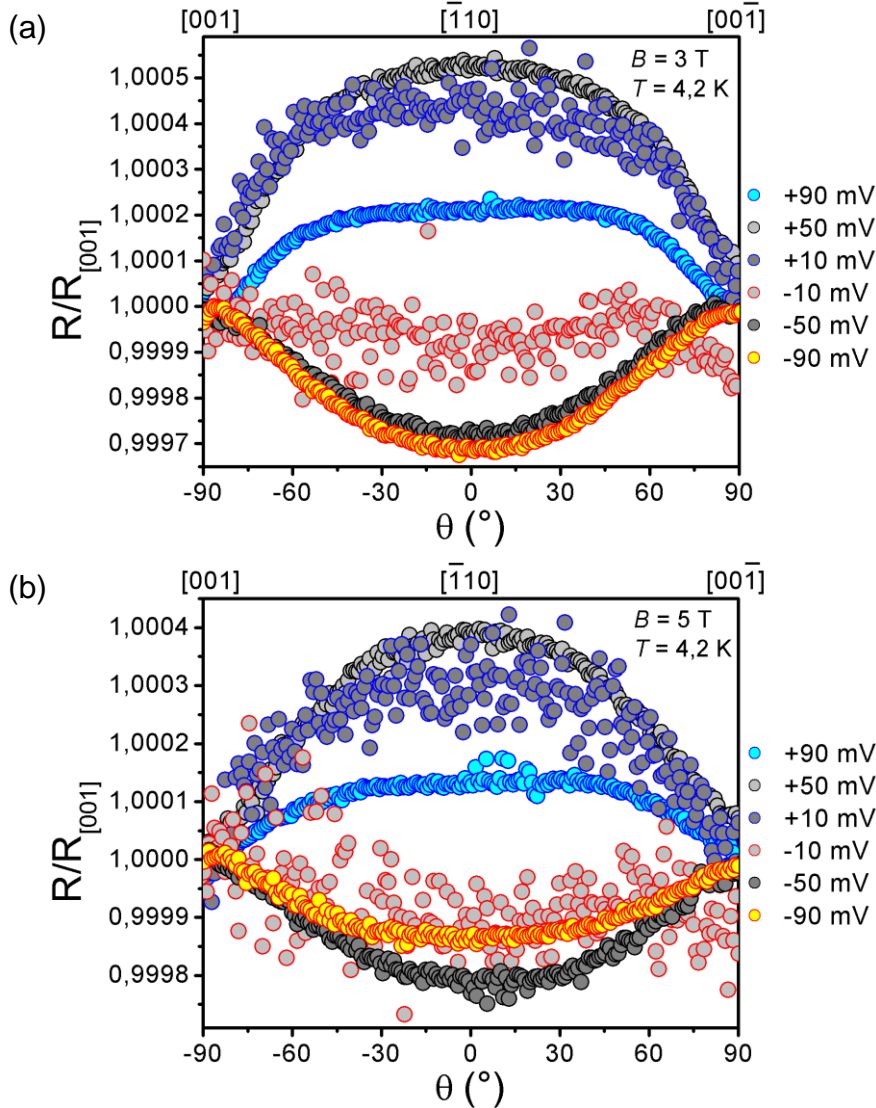


Abbildung 3.28: Messung des out-of-plane TAMR in $[\bar{1}10]$ -Konfiguration an einer FeCo/GaAs/Au-Tunnelstruktur bei (a) $B = 3\text{ T}$ und (b) $B = 5\text{ T}$. Die Messungen wurden bei $T = 4,2\text{ K}$ und verschiedenen Bias-Spannungen durchgeführt. In $[\bar{1}10]$ -Konfiguration ergeben sich sehr kleine Unterschiede im Widerstand, wobei hier abhängig von der Spannung ein Vorzeichenwechsel des TAMR beobachtet werden kann.

dennoch weichen diese signifikant von der im einfachsten Modell (ohne Berücksichtigung der orbitalen Effekte des Magnetfelds) vorhergesagten Winkelabhängigkeit ab. Um dies festzustellen, wurde die für den out-of-plane TAMR in Fe/GaAs/Au berechnete Winkelabhängigkeit in Abbildung 3.27 (durchgezogene Linie) eingefügt. Die Amplitude der Kurve wurde hierfür willkürlich an den für $U = +90\text{ mV}$ gemessenen Wert des TAMR-Effekts angeglichen. Des Weiteren ist eine ausgeprägte Spannungsab-

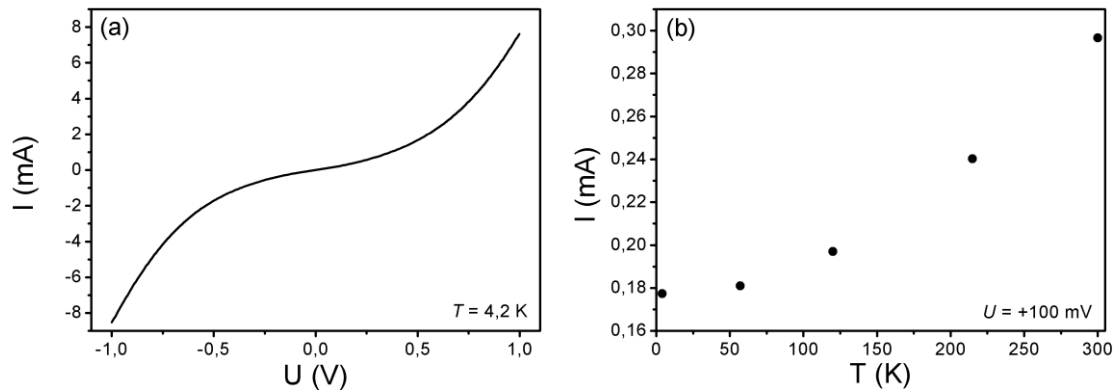


Abbildung 3.29: (a) Strom-Spannungs-Charakteristik einer untersuchten FePt/GaAs/Au-Tunnelstruktur mit 8 nm dicker Barriere bei $T = 4,2 \text{ K}$ und $B = 0$. (b) Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms bei einer angelegten Spannung von $U = +100 \text{ mV}$.

hängigkeit des out-of-plane TAMR-Effekts beobachtbar, welche, wie im Fall des in-plane TAMR (vergleiche Abschnitt 3.2.4), völlig anders als bei Fe/GaAs/Au verläuft.

3.3 TAMR-Effekt in FePt/GaAs/Au

Neben Fe und FeCo wurde im Verlauf der Arbeit auch FePt als ferromagnetisches Elektrodenmaterial zur Herstellung magnetischer Tunnelstrukturen verwendet. Es wurde hierfür eine 12 nm dicke FePt-Schicht auf der GaAs-Tunnelbarriere mit den in Abschnitt 2 vorgestellten Methoden abgeschieden. Die im Folgenden dargestellten Messungen sind analog zu den Abschnitten für Fe/GaAs/Au und FeCo/GaAs/Au untergliedert. Zunächst erfolgt eine elektrische Charakterisierung der Probe über die Strom-Spannungs-Kennlinie. Anschließend folgen die Messungen zum TAMR-Effekt in den untersuchten FePt/GaAs/Au-Tunnelstrukturen. Es wird wiederum versucht, die beobachteten Effekte unter Einbeziehung der Interferenz von Bychkov-Rashba- und Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung zu interpretieren.

3.3.1 Strom-Spannungs-Charakteristik

Der typische Verlauf einer Strom-Spannungs-Charakteristik einer FePt/GaAs/Au-Tunnelstruktur bei $T = 4,2 \text{ K}$ und ohne externes Magnetfeld ist in Abbildung 3.29 (a) gezeigt. Ähnlich wie für die bisher untersuchten Materialsysteme ergibt sich auch hier eine für Tunneln charakteristische Nichtlinearität der Kennlinie. Ebenso wurde die Temperaturabhängigkeit des Tunnelstroms untersucht. Diese ist in Abbildung 3.29 (b) für eine konstante Bias-Spannung von $U = +100 \text{ mV}$ gezeigt. Auch für die untersuchte

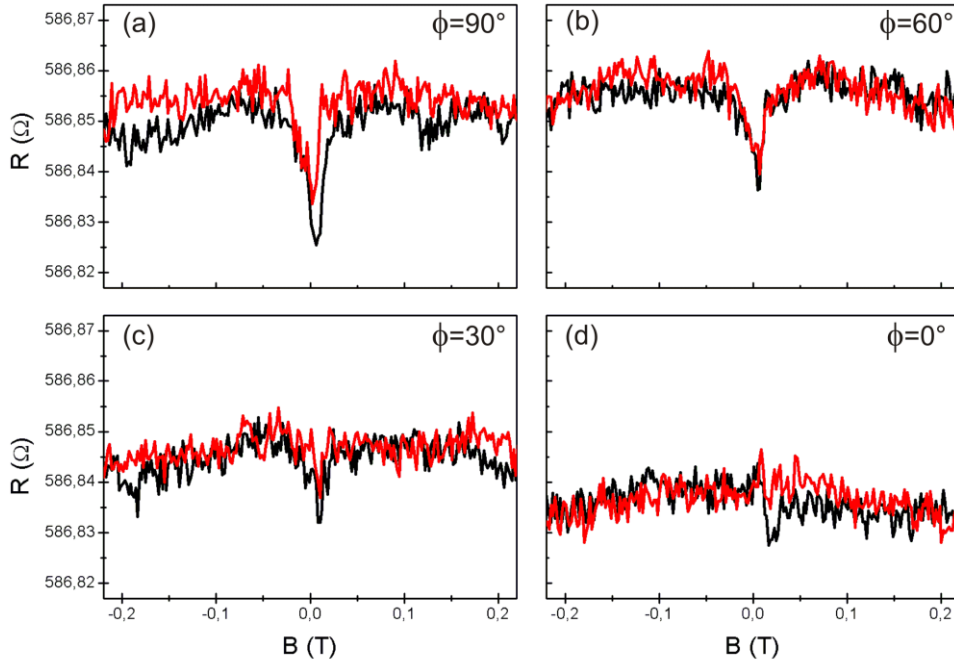


Abbildung 3.30: Die Abbildungen (a)-(d) zeigen die Ergebnisse der durchgeführten Magnetfeldsweeps entlang verschiedener Richtungen an einer FePt/GaAs/Au-Tunnelstruktur bei $T = 4,2\text{K}$ und einer Spannung von $U = +100\text{mV}$. Die Kurven zeigen ähnliche Widerstandsverläufe wie für FeCo/GaAs/Au beobachtet wurden (Abbildung 3.18), jedoch ist die Änderung des Widerstands vergleichsweise klein.

FePt/GaAs/Au-Probe zeigt sich der charakteristische quadratische Verlauf des Tunnelstroms mit der Temperatur. Der Widerstand der Tunnelstruktur nimmt hierbei zwischen Raumtemperatur und $T = 4,2\text{K}$ um den Faktor 1,67 zu, was wiederum in guter Übereinstimmung zu den Untersuchungen an Fe/GaAs/Au ist und somit den Schluss zulässt, dass die Widerstandsänderung in erster Linie durch die Temperaturabhängigkeit der GaAs Bandlücke bedingt ist. Der Transportmechanismus über die GaAs-Barriere ist somit auch in den FePt/GaAs/Au-Strukturen quantenmechanisches Tunneln.

3.3.2 Magnetfeldsweeps entlang verschiedener Richtungen

Die Ergebnisse der durchgeführten Magnetfeldsweeps sind in Abbildung 3.30 dargestellt. Das Magnetfeld wurde hierbei analog zu den Untersuchungen der Fe/GaAs/Au- und FeCo/GaAs/Au-Strukturen variiert. Für die gezeigten Messungen wurde eine Spannung von $U = +100\text{mV}$ bei $T = 4,2\text{K}$ an den Tunnelkontakt angelegt. Es zeigt

sich ein ähnliches Verhalten der FePt/GaAs/Au-Strukturen wie bereits bei FeCo/GaAs/Au beobachtet wurde. Die Messung entlang der $[110]$ -Richtung ($\phi = 0^\circ$) ergibt keine nennenswerte Veränderung des Tunnelwiderstands, während in $[\bar{1}10]$ -Richtung ($\phi = 90^\circ$) die Widerstandsänderung maximal wird. Die absolute Widerstandsänderung ist bei den FePt/GaAs/Au jedoch wesentlich kleiner als die für FeCo/GaAs/Au beobachtete. Dies lässt auf das Vorliegen eines sehr kleinen TAMR-Effekts in den untersuchten FePt/GaAs/Au-Tunnelstrukturen schließen. Der Mechanismus der Ummagnetisierung scheint ähnlich wie für die FeCo-Schicht auf GaAs zu verlaufen. Entlang der $[110]$ -Richtung wird eine magnetisch leichte Achse beobachtet, während entlang der $[\bar{1}10]$ -Richtung eine schwere Achse vorliegt. Im Verlauf einer Messung liegt die Magnetisierung zunächst in Richtung des externen Magnetfelds und springt bei einem ausreichend kleinem Wert in Richtung der leichten Achse. Bedingt durch die Abhängigkeit des Tunnelwiderstands von der Magnetisierungsrichtung folgt hieraus ein Sprung im Widerstand. Ist das Magnetfeld in umgekehrter Richtung ausreichend groß, springt die Magnetisierung wieder in seine ursprüngliche Richtung und der Widerstand nimmt den zugehörigen Wert an. Für die Ummagnetisierung scheint auch bei den FePt-Schichten auf GaAs in erster Linie eine, ähnlich wie für FeCo/GaAs beobachtete, uniaxiale Anisotropie entscheidend zu sein.

3.3.3 In-plane TAMR-Effekt und Spannungsabhängigkeit

Da im Rahmen der Untersuchungen an FePt/GaAs/Au keine grundsätzlich neuen Merkmale des TAMR auftraten, wird in diesem Abschnitt gleich der spannungsabhängige Verlauf der TAMR-Kurven gezeigt. Die Messungen wurden allesamt bei $T = 4,2\text{ K}$, einem Magnetfeld von $B = 0,5\text{ T}$ und verschiedenen Spannungen durchgeführt. Analog zu den dargestellten Messungen mit Fe- bzw. FeCo-Elektroden wurde das Magnetfeld im Verlauf einer Messung um 360° rotiert und der Tunnelwiderstand aufgezeichnet. Der spannungsabhängige Verlauf der TAMR-Kurven ist in Abbildung 3.31 gezeigt. Hieraus ist ersichtlich, dass auch bei den FePt/GaAs/Au-Tunnelstrukturen eine von der Magnetisierung der FePt-Schicht abhängige Änderung des Tunnelwiderstands beobachtet werden konnte. Insgesamt fällt der beobachtete TAMR jedoch wesentlich kleiner aus als bei Fe/GaAs/Au- bzw. FeCo/GaAs/Au-Proben. Beispielsweise wird bei einer Spannung von $U = -250\text{ mV}$ ein Effekt von ca. $-0,008\%$ beobachtet. Das Minimum des Tunnelwiderstands liegt hierbei vor, falls die Magnetisierung entlang der $[\bar{1}10]$ -Richtung liegt, während das Maximum in $[110]$ -Richtung festgestellt wird. Es liegt somit bei dieser Spannung ein negativer TAMR-Effekt vor, ähnlich wie er bei

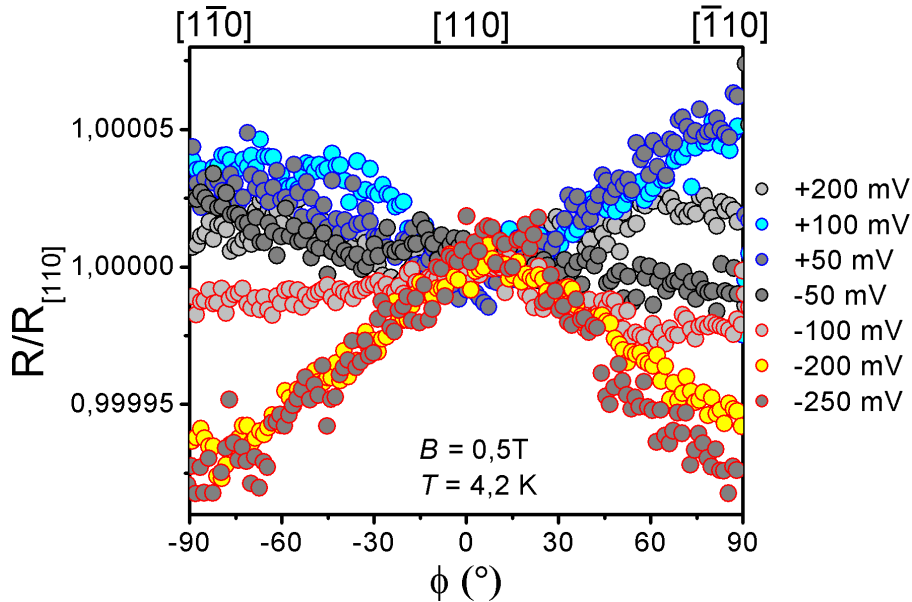


Abbildung 3.31: TAMR-Kurven einer untersuchten FePt/GaAs/Au-Struktur für verschiedene Bias-Spannungen bei $T = 4,2\text{ K}$ und $B = 0,5\text{ T}$. Verglichen mit den anderen untersuchten Materialsystemen fällt der TAMR hier nur sehr gering aus.

Fe/GaAs/Au bei negativen Spannungen beobachtet wird. Da die Kurven für $U = -200\text{ mV}$ und $U = -250\text{ mV}$ zu nahezu gleichen Effektgrößen führen, kann hierbei von einer Art Sättigung des TAMR ausgegangen werden, ähnlich wie sie bei den Tunnelstrukturen mit epitaktischer Fe-Elektrode auftritt (vergleiche Abschnitt 3.1.4). Analog zu den Fe/GaAs/Au-Strukturen kann durch die angelegte Spannung ein Vorzeichenwechsel des TAMR bei den FePt/GaAs/Au-Strukturen hervorgerufen werden. Hierbei wird die Symmetrieachse um 90° gedreht. Die positiven Effekte fallen bei FePt/GaAs/Au nur sehr gering aus und sind von starkem Rauschen überlagert. Der maximale positive TAMR bei FePt/GaAs/Au wird bei einer Bias-Spannung von $U = +50\text{ mV}$ beobachtet. Eine weitere Erhöhung der Spannung führt zu einer Abnahme des Effekts.

Im Allgemeinen fällt die Widerstandsveränderung im Verlauf einer Messung bei den FePt/GaAs/Au-Strukturen nur sehr gering aus. Daher ist der Effekt stärker von unerwünschten Einflüssen, wie beispielsweise Temperaturschwankungen oder Rauschen überlagert. Die Form der TAMR-Kurven kann deshalb in einigen Fällen von der für Fe/GaAs/Au beobachteten abweichen.

Verglichen mit den Ergebnissen für Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen ergibt sich bei den FePt/GaAs/Au eine ähnliche Spannungsabhängigkeit des TAMR-Effekts. Das Vorzeichen des TAMR kann durch die Variation der an den Tunnelkontakt anliegenden Spannung invertiert werden. Im Rahmen des in Abschnitt 1.4.2 erläuterten theoreti-

schen Modells ist dies gleichzusetzen mit einem spannungsbedingten Vorzeichenwechsel des Bychkov-Rashba-Parameters an der Ferromagnet/Halbleiter-Grenzfläche (hier: FePt/GaAs). Im Vergleich zu dem beobachteten TAMR für Tunnelstrukturen mit Fe- bzw. FeCo-Elektroden (vergleiche Abschnitte 3.1 und 3.2) ist die Höhe des TAMR-Effekts bei den FePt/GaAs/Au-Proben deutlich kleiner. Im theoretischen Modell ist die Größe des TAMR bestimmt durch das Produkt des Bychkov-Rashba- und des Dresselhaus-Parameters $\alpha\gamma$ (vergleiche Abschnitt 1.4.2). Da der Dresselhaus-Parameter nur von der Barriere bestimmt wird, kann hierfür in allen untersuchten Strukturen der gleiche Wert angenommen werden. In allen untersuchten Tunnelstrukturen wurde nämlich eine 8 nm dicke GaAs-Tunnelbarriere verwendet. Ein Unterschied in der Größenordnung des TAMR-Effekts könnte also auf unterschiedliche Werte der Bychkov-Rashba-Parameter zurückzuführen sein. Ausgehend von den kleinen Werten des TAMR in FePt/GaAs/Au müssten folglich auch die bestimmten Werte von α_l gering ausfallen. Da jedoch hierzu keine exakten Rechnungen unter Einbeziehung der Fermi-Wellenvektoren von FePt durchgeführt wurden, kann hierzu nur eine qualitative Aussage getroffen werden. Ob für eine FePt/GaAs-Grenzfläche tatsächlich geringere Werte der Bychkov-Rashba-Parameter auftreten, könnte sich aus Bandstrukturechnungen ergeben. Ausgehend von den in Abschnitt 3.2.4 vorgestellten theoretischen Modellrechnungen steht der resultierende Bychkov-Rashba-Parameter in unmittelbarem Zusammenhang mit der Bandstruktur an der Ferromagnet/Halbleiter-Grenzfläche [99]. Ebenso wird die Größe des TAMR im theoretischen Modell durch die Spinpolarisation an der Grenzfläche beeinflusst. Es besteht also die Möglichkeit, dass in den untersuchten FePt/GaAs/Au-Tunnelstrukturen eine vergleichsweise geringe Spinpolarisation an der FePt/GaAs-Grenzfläche vorliegt. Um dies als Ursache zu bestätigen, wurden jedoch im Rahmen der Arbeit keine weiteren Untersuchungen durchgeführt, weshalb diese Annahme ebenfalls nur spekulativ ist.

3.3.4 Temperaturabhängigkeit des in-plane TAMR

Die spannungsabhängigen Messungen zum TAMR-Effekt im System FePt/GaAs/Au wurden ebenfalls bei Temperaturen von $T > 4,2\text{K}$ durchgeführt. Es wurde jeweils ein Magnetfeld von $B = 0,5\text{T}$ verwendet. Eine Übersicht der gemessenen Kurven bei verschiedenen Spannungen bei einer Temperatur von $T = 57\text{K}$ ist in Abbildung 3.32 gezeigt. Wie bereits aus dem vorangegangenen Abschnitt zu erwarten war, führte eine weitere Abnahme des bereits bei $T = 4,2\text{K}$ sehr kleinen TAMR-Effekts mit zunehmender Temperatur bereits bei einer Temperatur von $T = 57\text{K}$ zu einem vollständigen Verschwinden des TAMR bei nahezu allen an den Tunnelkontakt angelegten Span-

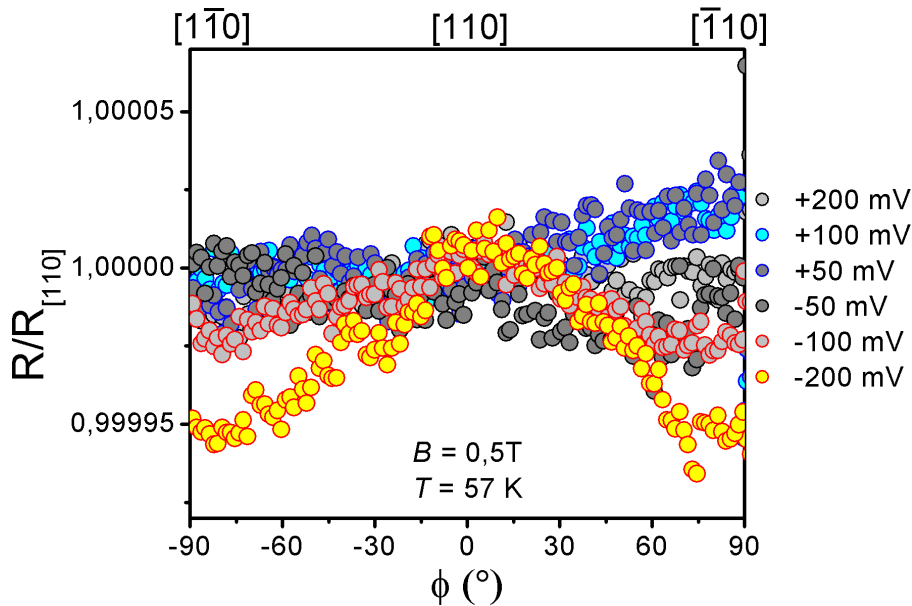


Abbildung 3.32: TAMR-Kurven einer untersuchten FePt/GaAs/Au-Struktur für verschiedene Bias-Spannungen bei $T = 57\text{ K}$ und $B = 0,5\text{ T}$. Bei nahezu allen Spannungen ist kein TAMR-Effekt mehr nachweisbar.

nungen. Lediglich bei $U = +200\text{ mV}$ wurde noch ein TAMR-Effekt von ca. $-0,005\%$ nachgewiesen.

Abschließend lässt sich formulieren, dass ähnlich wie für Fe/GaAs/Au und FeCo/GaAs/Au eine Abnahme des TAMR mit zunehmender Temperatur beobachtet wurde. Da der Effekt jedoch bei $T = 4,2\text{ K}$ bereits nur gering ausfällt, führt eine Erhöhung der Temperatur schnell zur vollständigen Auslöschung des beobachteten TAMR-Effekts.

3.3.5 Magnetfeldabhängigkeit des in-plane TAMR

Die Untersuchung der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR in FePt/GaAs/Au erfolgte bei einer Temperatur von $T = 4,2\text{ K}$. Es wurden hierfür TAMR-Messungen bei verschiedenen Magnetfeldern zwischen $B = 0,5\text{ T}$ und $B = 5\text{ T}$ durchgeführt. Typische Messergebnisse für $U = +100\text{ mV}$ und $U = -100\text{ mV}$ sind in Abbildung 3.33 dargestellt. Es zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie für die untersuchten Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen. Liegt bei den FePt/GaAs/Au-Strukturen ein positiver TAMR vor, wie bei einer Spannung von $U = +100\text{ mV}$ beobachtet wird, nimmt dieser mit wachsendem Magnetfeld ab. Der Betrag eines negativen Effekts, wie beispielsweise bei $U = -100\text{ mV}$ vorliegt, nimmt hingegen mit wachsendem Magnetfeld zu. Das qualitative Verhalten der bisher im Verlauf der vorliegenden Arbeit untersuchten Tunnelsys-

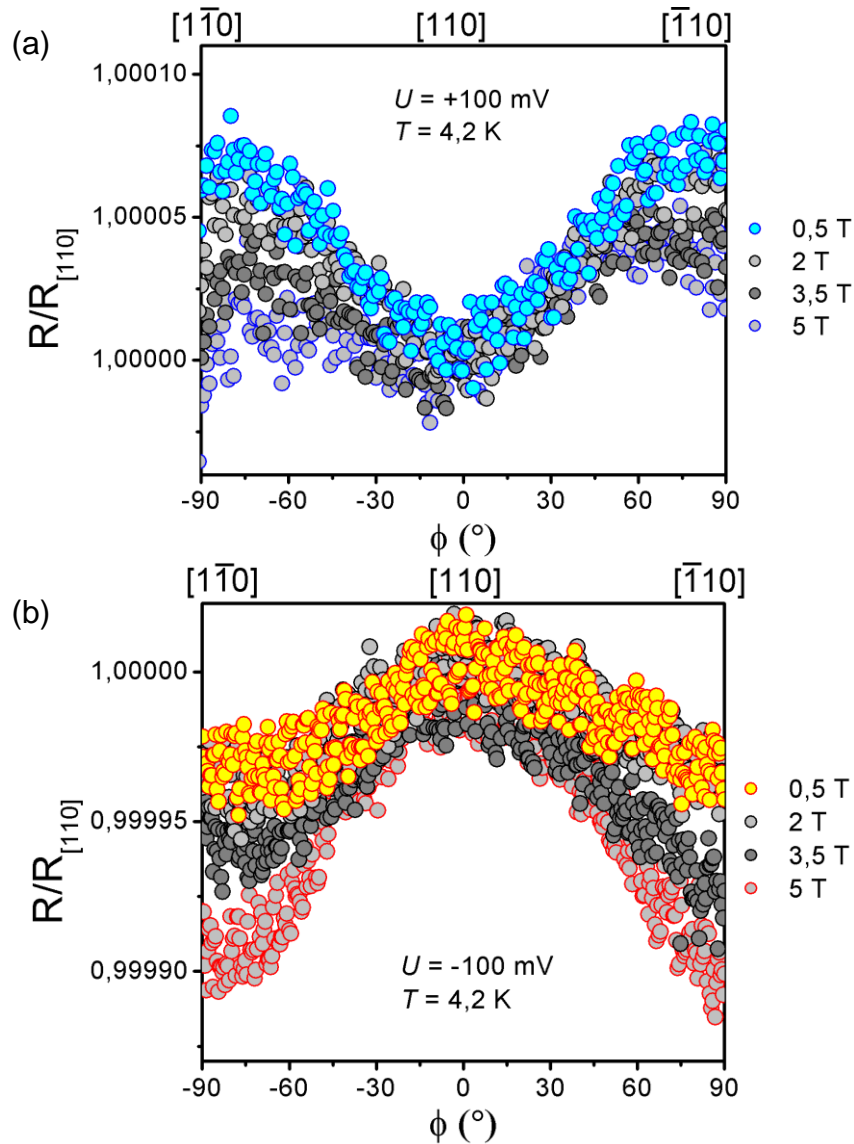


Abbildung 3.33: Magnetfeldabhängige TAMR-Kurven einer FePt/GaAs/Au-Tunnelstruktur bei $T = 4,2$ K für (a) $U = +100$ mV und (b) $U = -100$ mV. Mit wachsendem Magnetfeld nimmt der positive TAMR-Effekt ab (a), während der negative Effekt zunimmt (b).

teme ist somit auch den FePt/GaAs/Au-Tunnelementen zu eigen. Eine exakte quantitative Auswertung ist aufgrund der kleinen auftretenden TAMR-Effekte für die verschiedenen Spannungen und der damit einhergehenden höheren Empfindlichkeit gegenüber äußeren Einflüssen, wie beispielsweise geringfügige Temperaturveränderungen im Verlauf einer Messung und dem grundsätzlich relativ zum gemessenen Effekt höheren Rauschen, schwer durchführbar.

Die Ähnlichkeit des beobachteten Effekts mit den bisherigen Ergebnissen zu Fe/GaAs/Au und FeCo/GaAs/Au lässt es jedoch zu, die auftretende Magnetfeldabhän-

gigkeit des TAMR-Effekts in FePt/GaAs/Au durch die Einbeziehung der orbitalen Effekte in das vorgestellte theoretische Modell aus Abschnitt 1.4.2 zu erklären (vergleiche Abschnitt 3.1.6). Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse sind wiederum eine Bestärkung dieses Modells und dessen Anwendbarkeit auf verschiedenste Tunnelssysteme mit Zinkblende-Barrieren.

Da in Abschnitt 3.3.4 festgestellt wurde, dass eine Erhöhung der Temperatur auf $T = 57\text{ K}$ zu einem nahezu vollständigen Verschwinden des TAMR in FePt/GaAs/Au führt, wurde auf die temperaturabhängige Untersuchung der Magnetfeldabhängigkeit, wie sie für Fe/GaAs/Au in Abschnitt 3.1.7 bzw. für FeCo/GaAs/Au in Abschnitt 3.2.7 durchgeführt wurde, verzichtet.

3.3.6 Out-of-plane TAMR-Effekt

Neben dem in-plane TAMR-Effekt wurden auch an den FePt/GaAs/Au-Strukturen Untersuchungen zum out-of-plane TAMR durchgeführt. Die Messungen erfolgten analog zu denen für Tunnelstrukturen mit Fe- bzw. FeCo-Elektroden. Der Messaufbau erlaubte es, Experimente zum out-of-plane TAMR-Effekt in einer $[110]$ - bzw. $[\bar{1}10]$ -Konfiguration (vergleiche die Abschnitte 3.1.8 bzw. 3.2.8) durchzuführen. Es wurden hierfür verschiedene Magnetfelder und Bias-Spannungen verwendet. Die Temperatur betrug stets $T = 4,2\text{ K}$. Abbildung 3.34 und Abbildung 3.35 zeigen Messungen in der $[110]$ - bzw. $[\bar{1}10]$ -Konfiguration für Magnetfelder von $B = 3\text{ T}$ und $B = 5\text{ T}$. Ähnlich wie für die bereits untersuchten Materialsysteme wurde auch bei FePt/GaAs/Au eine Änderung des Tunnelwiderstands, abhängig von der Magnetisierungsausrichtung der FePt-Schicht, und somit ein out-of-plane TAMR festgestellt. Auch in diesem Fall weist dieser die charakteristische zweifache Symmetrie auf.

In der $[110]$ -Konfiguration ergibt sich für alle Bias-Spannungen außer $U = +200\text{ mV}$ ein negativer TAMR-Effekt, wobei das Widerstandsminimum auftritt, wenn die Magnetisierung in der Schichtebene entlang der $[110]$ -Richtung liegt. Bei einer Spannung von $U = -50\text{ mV}$ wird eine Widerstandsänderung zwischen der $[110]$ - und der $[001]$ -Richtung von ca. $-0,04\%$ beobachtet. Der out-of-plane TAMR ist somit weitaus größer als der in den gleichen Strukturen nachgewiesene in-plane TAMR. Für zunehmende Beträge der Bias-Spannung wird für negative Spannungen eine Abnahme des Betrags des TAMR-Effekts festgestellt. Für positive Spannungen ist der Effekt zunächst negativ, wobei eine Erhöhung der Spannung einen Vorzeichenwechsel des TAMR bewirkt. Die Zunahme des äußeren Magnetfelds führt in der $[110]$ -Konfiguration zu einer leichten Abnahme des Betrags negativer Effekte. Für eine Spannung von $U = +200\text{ mV}$ erhöht sich der gemessene positive TAMR.

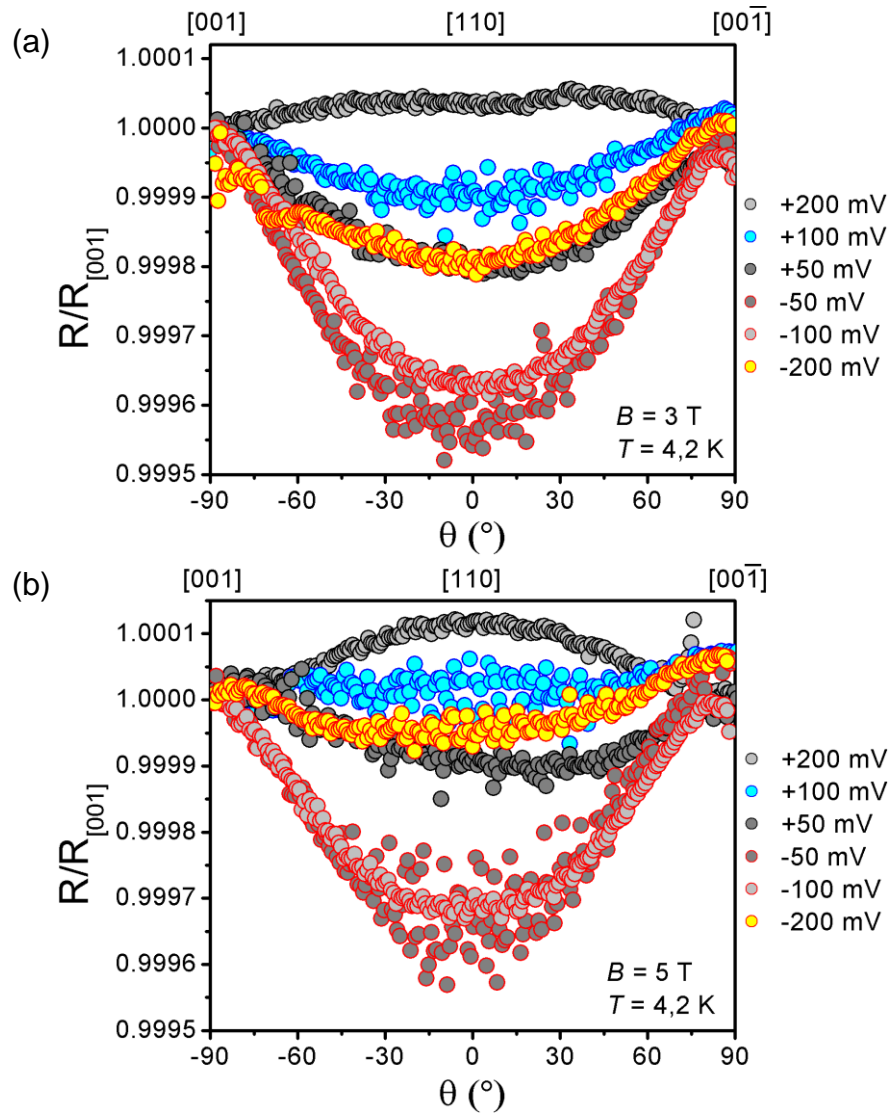


Abbildung 3.34: Messung des out-of-plane TAMR in $[110]$ -Konfiguration einer FePt/GaAs/Au-Tunnelstruktur bei (a) $B = 3\text{ T}$ und (b) $B = 5\text{ T}$. Die Messungen wurden bei $T = 4,2\text{ K}$ und verschiedenen Bias-Spannungen durchgeführt. Der beobachtete out-of-plane TAMR weist eine zweifache Symmetrie auf und ist im Vergleich zu dem im gleichen System auftretenden in-plane TAMR wesentlich größer.

In der $[\bar{1}10]$ -Konfiguration zeigt sich ein ähnliches Bild. Sowohl bei $U = +200\text{ mV}$ als auch bei $U = +100\text{ mV}$ ergibt sich nahezu keine Widerstandsänderung und somit ein sehr kleiner TAMR. Die Messungen bei den restlichen Spannungen ergeben negative TAMR-Effekte mit dem Widerstandsminimum in $[\bar{1}10]$ -Richtung. Für $U = -50\text{ mV}$ wird hier ein Effekt von ca. $-0,05\%$ beobachtet. Auch in dieser Anordnung übersteigt somit der maximale out-of-plane TAMR den in-plane TAMR bei Weitem. Wie in der

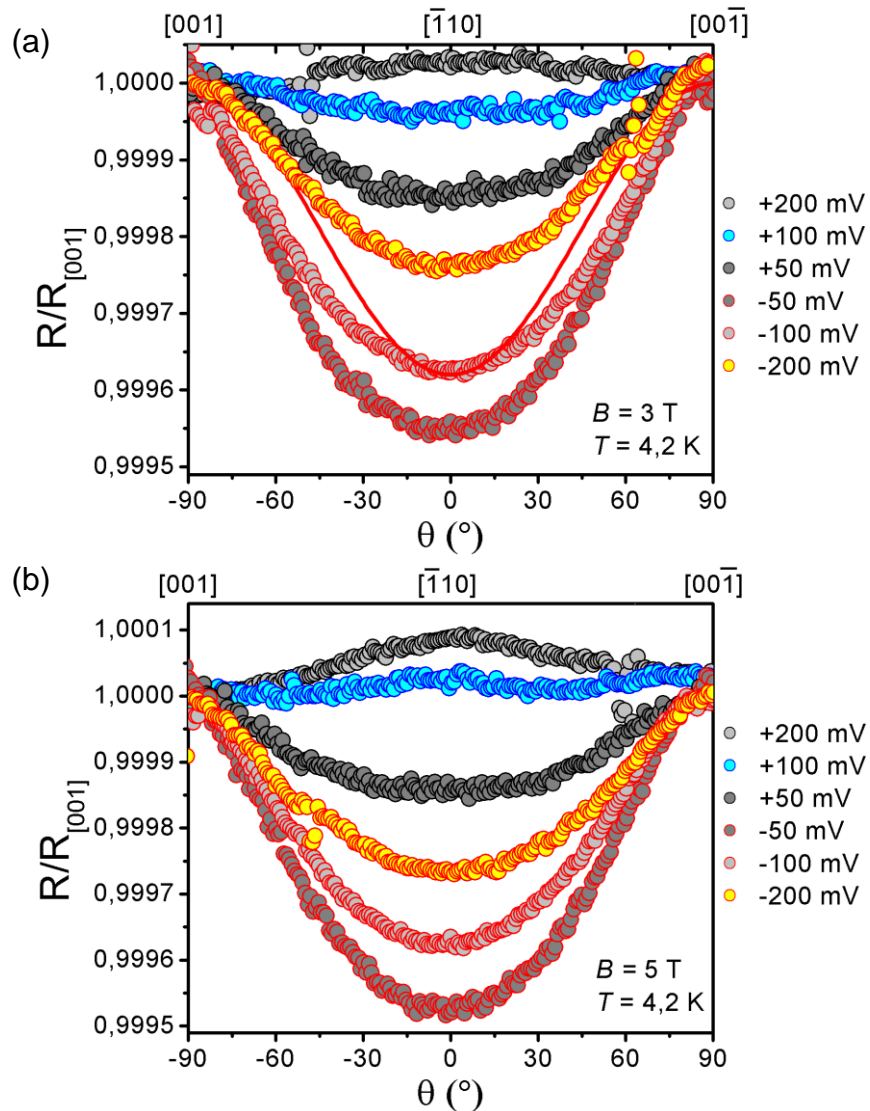


Abbildung 3.35: Messung des out-of-plane TAMR in $[\bar{1}10]$ -Konfiguration einer FePt/GaAs/Au-Tunnelstruktur bei (a) $B = 3\text{ T}$ und (b) $B = 5\text{ T}$. Die Messungen wurden bei $T = 4,2\text{ K}$ und verschiedenen Bias-Spannungen durchgeführt. Verglichen mit der $[110]$ -Konfiguration ergibt sich ein ähnlich großer Effekt, der den in-plane TAMR im betrachteten System bei Weitem übertrifft. Die Winkelabhängigkeit weicht auch hier von der im einfachsten Modell berechneten ab (durchgezogene Linie in (a)).

$[110]$ -Konfiguration resultieren auch hier Messungen bei betragsmäßig geringeren negativen Bias-Spannungen in einem höheren Betrag des TAMR-Effekts. Bei den positiven Spannungen liegt zunächst ein negativer Effekt vor, wobei durch die Erhöhung von U ein Vorzeichenwechsel des TAMR herbeigeführt werden kann. Die Erhöhung des Magnetfelds führt in dieser Konfiguration tendenziell zu einer leichten Zunahme

der Beträge der auftretenden TAMR-Effekte bzw. deutet sich bei $U = +100\text{ mV}$ ein Vorzeichenwechsel des TAMR an.

Insgesamt kann auch bei den out-of-plane Messungen an den FePt/GaAs/Au kein Widerspruch zu den bisherigen Ergebnissen für die verschiedenen Materialsysteme festgestellt werden. Die Größe des auftretenden out-of-plane TAMR ist bei den untersuchten Tunnelstrukturen mit FePt-Elektrode kleiner als in Fe/GaAs/Au und FeCo/GaAs/Au. Bemerkenswert jedoch ist, dass der out-of-plane TAMR-Effekt bei den untersuchten FePt/GaAs/Au-Tunnelstrukturen wesentlich größer ausfällt als der in-plane TAMR. Sofern ein Zusammenhang zwischen TAMR und der magnetischen Anisotropie der jeweiligen ferromagnetischen Schicht besteht, könnte die Ursache für dieses Phänomen hier zu finden sein. Wie bereits in Abschnitt 1.5.3 beschrieben, kann bei FePt-Schichten eine starke out-of-plane Anisotropie auftreten. Von einer uniaxialen magnetischen in-plane Anisotropie, wie bei Fe bzw. FeCo auf GaAs, wurde in den verwendeten Quellen jedoch nicht berichtet. Ebenso konnte beobachtet werden, dass die Kurven des gemessenen out-of-plane TAMR von der im einfachsten Modell berechneten Form abweichen (vergleiche Abschnitt 3.1.8). Hierfür wurde, ähnlich wie bereits in Abschnitt 3.2.8 durchgeführt, eine Kurve mit der berechneten Winkelabhängigkeit in Abbildung 3.35 (a) eingefügt. Diese wurde willkürlich an den TAMR-Wert bei $U = -100\text{ mV}$ angeglichen.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es zunächst die in [85,86] durchgeführten Untersuchungen zum TAMR-Effekt im Fe/GaAs/Au-System auszuweiten. Dies diente dazu, einen tieferen Einblick in die dem TAMR zugrundeliegenden Mechanismen zu erhalten und die Gültigkeit des in Abschnitt 1.4.2 dargestellten theoretischen Modells zu bekräftigen. Da das Modell unabhängig von den verwendeten Elektrodenmaterialien grundsätzlich auf alle Tunnelstrukturen mit Zinkblende-Barrieren anwendbar sein sollte, wurden im weiteren Verlauf der Arbeit Tunnelelemente mit unterschiedlichen ferromagnetischen Elektroden, jedoch gleicher GaAs-Barriere, hergestellt. Konkret wurden hierfür epitaktische FeCo- und FePt-Schichten mit Hilfe einer am Lehrstuhl vorhandenen Magnetron-Sputteranlage auf GaAs abgeschieden. Die Ergebnisse zum TAMR-Effekt in diesen Strukturen wurden mit denen für Fe/GaAs/Au-Proben verglichen und versucht hinsichtlich der Interferenz von Bychkov-Rashba- und Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung zu interpretieren.

Das Vorhandensein eines TAMR-Effekts in den hergestellten Fe/GaAs/Au-Strukturen wurde zunächst mit Hilfe von Magnetfeldsweeps entlang verschiedener Richtungen überprüft. Hierbei wurde das aus [85,86] erwartete charakteristische TMR-artige Schaltverhalten im Tunnelwiderstand nachgewiesen. Der teilweise komplexe Kurvenverlauf wurde mit Hilfe der magnetischen Anisotropie der Fe-Schicht auf GaAs erläutert. Aufgrund der Symmetrie des TAMR ergibt sich keine Änderung des Widerstands, wenn die Magnetisierung der ferromagnetischen Schicht im Verlauf einer Messung nur entlang einer festen Richtung liegt. Dies wurde bei einem Magnetfeldsweep entlang der magnetisch leichten Achse beobachtet, welche bei den untersuchten Proben bei einem Winkel von $\phi = 37^\circ$ bezüglich der kristallographischen [110]-Richtung der GaAs-Barriere festgestellt wird.

Ebenfalls zeigten die durchgeführten TAMR-Messungen den aus [85,86] erwarteten charakteristischen Kurvenverlauf des Tunnelwiderstands. Hierbei wird ein Magnetfeld konstanten Betrags in der Ebene der Schichten um 360° gedreht und der Tunnelwider-

stand gemessen. Die Stärke des Magnetfelds wird hierbei groß genug gewählt, um die Fe-Schicht magnetisch zu sättigen. Der beobachtete TAMR weist eine uniaxiale Symmetrie auf, wobei das Vorzeichen des Effekts durch die an den Tunnelkontakt angelegte Spannung verändert werden kann. Der maximale TAMR wurde für eine Spannung von $U = -10\text{ mV}$ bzw. $U = -50\text{ mV}$ beobachtet und betrug ca. $-0,33\%$.

Ausgehend von dem in Abschnitt 1.4.2 beschriebenen Modell wurden Berechnungen zu den experimentellen TAMR-Kurven durchgeführt. Im Rahmen des Modells wird die Interferenz der Bychkov-Rashba- und der Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung an der Fe/GaAs-Grenzfläche und innerhalb der Barriere als Ursache des TAMR angenommen. Wie in den Abschnitten 3.1.3 und 3.1.4 gezeigt wurde, sind die gefitteten TAMR-Kurven in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Als einziger Fit-Parameter wird hierbei der Bychkov-Rashba-Parameter an der Fe/GaAs-Grenzfläche α_l verwendet, während der Dresselhaus-Parameter γ als Materialkonstante angenommen wird. Aus den gefitteten Kurven konnte somit die Spannungsabhängigkeit des Parameters α_l extrahiert werden. Der Vorzeichenwechsel des TAMR geht einher mit einem Vorzeichenwechsel des Bychkov-Rashba-Parameters α_l .

Weiterhin wurde die Temperaturabhängigkeit des TAMR-Effekts in den Fe/GaAs/Au-Strukturen untersucht. Es wurden hierbei TAMR-Kurven bis hin zur Raumtemperatur aufgenommen. Für alle Spannungen wurde eine lineare Abnahme des Betrags des TAMR mit zunehmender Temperatur festgestellt. Es zeigte sich, dass die Stärke der beobachteten Temperaturabhängigkeit abhängig von der an den Tunnelkontakt angelegten Spannung ist. Negative Effekte zeigten hierbei eine stärkere Abnahme mit wachsender Temperatur als positive. Somit konnten die positiven Effekte auch noch bei Raumtemperatur nachgewiesen werden, während die negativen bereits vorher vollständig verschwanden. Im Rahmen des theoretischen Modells zum TAMR in Fe/GaAs/Au liegen die Ursachen der Temperaturabhängigkeit des TAMR zum einen in einer Temperaturabhängigkeit der Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter und zum anderen in der temperaturbedingten Verschmierung der Fermi-Funktionen, welche zur Berechnung des Tunnelstroms verwendet werden. Erste Berechnungen hierzu ergaben jedoch, dass durch diese beiden Einflüsse das Ausmaß der beobachteten temperaturabhängigen Abnahme des TAMR-Effekts nicht hinreichend reproduziert werden kann. Als möglicher zusätzlicher Effekt wird derzeit die Spin-Streuung an Phononen diskutiert.

Ein interessanter Effekt wurde bei der Untersuchung der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR in Fe/GaAs/Au beobachtet. Es wurde festgestellt, dass mit wachsendem Magnetfeld positive Effekte abnehmen, während negative Effekte vom Betrag her zunehmen. Für alle untersuchten Spannungen wurde eine lineare Veränderung in Abhän-

gigkeit des äußeren Magnetfelds festgestellt, wobei das Ausmaß der Magnetfeldabhängigkeit unabhängig von der an den Tunnelkontakt angelegten Spannung ist. Um diesen Effekt theoretisch zu behandeln, musste das bestehende Modell erweitert werden, um die Effekte eines externen Magnetfelds zu berücksichtigen. Diese wurden bisher in dem in Abschnitt 1.4.2 dargestellten theoretischen Modell vernachlässigt. Um einem externen Magnetfeld Rechnung zu tragen, wurden die aus diesem resultierenden orbitalen Effekte auf die tunnelnden Elektronen in das Modell einbezogen. Es zeigte sich, dass dies ausreicht, um das experimentell beobachtete Verhalten qualitativ zu reproduzieren. Quantitativ lag die Übereinstimmung innerhalb eines Faktors zwischen 1,5 und 2. Bemerkenswert ist hierbei, dass zur Berechnung der Magnetfeldabhängigkeit der theoretischen TAMR-Kurven keine weiteren Fit-Parameter benutzt werden. Es werden lediglich die Kurven für $B=0,5\text{T}$ mit den zugehörigen Bychkov-Rashba-Parametern gefittet. Durch die Erweiterung des in Abschnitt 1.4.2 gezeigten phänomenologischen Modells konnte gezeigt werden, dass von den Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parametern nur der Dresselhaus-Parameter γ Einfluss auf die Magnetfeldabhängigkeit des TAMR hat. Aus der Tatsache, dass der Bychkov-Rashba-Parameter hierauf keinen Einfluss hat, erklärt sich auch die Unabhängigkeit der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR von der angelegten Spannung.

Die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Magnetfeldabhängigkeit des TAMR zeigte, dass das Ausmaß der magnetfeldabhängigen Änderung des TAMR unabhängig von der Temperatur ist. Hieraus konnte die bereits formulierte Vermutung, dass der Dresselhaus-Parameter γ keine ausgesprochene Temperaturabhängigkeit aufweist, erhärtet werden.

Schließlich wurden die Fe/GaAs/Au-Proben auch bezüglich des out-of-plane TAMR-Effekts untersucht. Es zeigte sich, dass dieser ebenfalls eine zweifache Symmetrie aufweist. Sowohl die Größe als auch das Vorzeichen des out-of-plane TAMR konnten durch die an den Tunnelkontakt angelegte Spannung variiert werden. Ebenso konnte gezeigt werden, dass die Form der TAMR-Kurven durch die Veränderung des externen Magnetfelds leicht verändert werden kann. Erste Berechnungen hierzu, welche unter Vernachlässigung des externen Magnetfelds durchgeführt wurden, konnten die grundsätzliche Symmetrie und Spannungsabhängigkeit des out-of-plane TAMR reproduzieren. Die exakte Winkelabhängigkeit konnte jedoch nicht nachgebildet werden. Um eine bessere Übereinstimmung zu erreichen, müssen die Berechnungen unter Einbeziehung der orbitalen Effekte auf die tunnelnden Elektronen durch das externe Magnetfeld durchgeführt werden. Erste Berechnungen hierzu liefern eine wesentlich bessere Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie, führen jedoch bis zum aktuellen Zeitpunkt zu Inkonsistenzen bei der Bestimmung der Spin-Bahn-

Wechselwirkungs-Parameter zwischen in-plane und out-of-plane TAMR. An einer Lösung dieses Problems wird derzeit gearbeitet.

Die Experimente zum TAMR in FeCo/GaAs/Au wurden analog zu denen für Fe/GaAs/Au-Tunnelstrukturen durchgeführt. Die hierzu durchgeführten Magnetfeldsweeps zeigen ebenfalls eine Änderung des Tunnelwiderstands im Verlauf einer Messung. Die Kurven waren jedoch weit weniger komplex als die für Fe/GaAs/Au beobachteten. Hieraus wurde geschlossen, dass für den Ummagnetisierungsprozess in erster Linie die vorliegende uniaxiale magnetische Anisotropie verantwortlich ist.

Ein interessanter Effekt wurde auch bei den TAMR-Messungen festgestellt. Zwar ist die uniaxiale Symmetrie der TAMR-Kurven die gleiche wie bei Fe/GaAs/Au, jedoch ergibt sich eine vollkommen andere Spannungsabhängigkeit des TAMR-Effekts für die untersuchten FeCo/GaAs/Au-Tunnelstrukturen. Für alle angelegten Spannungen werden positive TAMR-Effekte beobachtet, deren Größe mit zunehmender Spannung abnimmt. Der maximale TAMR bei $T = 4,2\text{K}$ und $B = 0,5\text{T}$ wurde für eine Spannung von $U = +10\text{mV}$ beobachtet und beträgt ca. 0,23 %. Damit lag der maximale TAMR in FeCo/GaAs/Au leicht unter dem für Fe/GaAs/Au gemessenen Wert. Die grundsätzlich ähnliche Form der Winkelabhängigkeit lässt eine Interpretation der Messergebnisse anhand des theoretischen Modells, welches ursprünglich für den TAMR in Fe/GaAs/Au erstellt wurde, zu. Konkrete Berechnungen für FeCo/GaAs/Au wurden jedoch bis zum aktuellen Zeitpunkt nicht durchgeführt. Die anders verlaufende Spannungsabhängigkeit des TAMR wurde unter Zuhilfenahme eines Modells erklärt, das den Mechanismus, welcher zur Spannungsabhängigkeit des Bychkov-Rashba-Parameters führt, in der Bandstruktur an der Ferromagnet/Halbleiter-Grenzfläche sieht.

Die Untersuchungen der Temperaturabhängigkeit des TAMR in FeCo/GaAs/Au zeigten die für Fe/GaAs/Au beobachteten charakteristischen Merkmale. Zum einen wird für alle Spannungen eine lineare Abnahme des TAMR mit zunehmender Temperatur beobachtet. Zum anderen wird das Ausmaß der Temperaturabhängigkeit von der an den Tunnelkontakt angelegten Spannung beeinflusst.

Ferner zeigten sowohl die Untersuchungen der Magnetfeldabhängigkeit, der Temperaturabhängigkeit dieser und die Untersuchungen zum out-of-plane TAMR an den FeCo/GaAs/Au-Tunnelstrukturen die für Fe/GaAs/Au beobachteten charakteristischen Merkmale. Es wurde somit kein Widerspruch zu der Annahme gefunden, dass das in Abschnitt 1.4.2 dargestellte theoretische Modell für alle Tunnelstrukturen mit Zinkblende-Barriere seine Gültigkeit beibehält.

In den FePt/GaAs/Au-Tunnelstrukturen wurde generell ein wesentlich geringerer TAMR-Effekt als in den anderen Materialsystemen beobachtet. Sowohl die Symmetrie

des TAMR-Effekts als auch die Charakteristika dessen, welche bei Veränderung der äußeren Parameter auftreten, blieben jedoch grundsätzlich gleich, verglichen mit den in den Fe/GaAs/Au- und FeCo/GaAs/Au-Strukturen festgestellten. Insofern kann auch hierbei das theoretische Modell aus Abschnitt 1.4.2 zur Interpretation herangezogen werden. Die Größe des TAMR wird innerhalb dessen zum einen durch das Produkt der Spin-Bahn-Wechselwirkungs-Parameter $\alpha_i\gamma$ und zum anderen durch die Spinpolarisation der magnetischen Elektrode bestimmt.

Zusammenfassend konnte in allen untersuchten Materialsystemen eine Änderung des Tunnelwiderstands in Abhängigkeit der absoluten Magnetisierungsrichtung der ferromagnetischen Schicht und somit ein TAMR-Effekt beobachtet werden. Der TAMR wies in jedem Fall eine charakteristische uniaxiale Anisotropie auf. Bei Veränderung der äußeren Parameter wurde in allen Systemen ein ähnliches Verhalten des TAMR-Effekts beobachtet. Hieraus wurde geschlossen, dass in allen Fällen das Zusammenspiel von Bychkov-Rashba- und Dresselhaus-Spin-Bahn-Wechselwirkung an der Grenzfläche und innerhalb der Tunnelbarriere ursächlich für das Auftreten des TAMR ist. Für zukünftige Untersuchungen wären beispielsweise Veränderungen der Tunnelbarriere interessant. Zum einen könnten Tunnelbarrieren aus anderen Materialien verwendet werden, welche ebenfalls in Zinkblende-Struktur kristallisieren. Hätte der auftretende TAMR ähnliche Eigenschaften wie für GaAs-Barrieren beobachtet, könnte die Gültigkeit des zugehörigen theoretischen Modells weiter bestärkt werden. Zum anderen könnten auch die Parameter der GaAs-Barriere verändert werden. Beispielsweise wird für zunehmende Dicke der Tunnelbarriere theoretisch eine Zunahme des TAMR erwartet [6]. Ebenso könnte die Wachstumsrichtung der GaAs-Barriere variiert werden. Für eine [111]-gewachsene Barriere wird zum Beispiel eine Unterdrückung des TAMR vorhergesagt [100].

Anhang

A Prozessdokumentation

Dieser Anhang beschreibt die detaillierte Prozessfolge zur Herstellung der Tunnelkontakte, die in einem Reinraum der Klasse 10000 durchgeführt wurde. Zunächst werden die sich häufig wiederholenden Techniken beschrieben und anschließend wird auf die einzelnen Prozessschritte eingegangen.

Reinigung der Proben

nur vor dem ersten Photolithografieschritt:

- 1 min in heißem Aceton (auf 60 °C-Heizplatte)

dann jeweils:

- Abspritzen mit Aceton
- 30 s in Aceton legen
- Abspritzen mit Aceton
- 10 s in Aceton legen
- Abspritzen mit Aceton
- in Propanol lagern
- vor weiteren Prozessschritten mit Stickstoff trockenblasen

Photolithografie

erster Schritt zur Definition der Leiterbahnen auf der flächigen Au-Schicht:

- Aufschleudern von Photolack: Shipley 1805 (4000 U/min, 30 s)
- Ausheizen 2 min bei 90 °C auf der Heizplatte
- Belichten mit Kontaktbelichtungsgerät MJB-3 von Karl Süss für 60 s
- 90 s Chlorbenzol
- mit Stickstoff trockenblasen
- Ausheizen 3 min bei 90 °C auf der Heizplatte
- Entwickeln in Microposit 351 : H₂O = 1:4 für 80 s
- in Reinstwasser 30 s spülen

Zum Belichten wird die Maske verwendet mit dem größeren Quadrat zwischen den Kontaktpads einer Leiterbahn, damit eine Unterätzung bei den folgenden Schritten die Probe nicht zerstört.

für die zweite Leiterbahn:

wie oben, bis auf: Photolack bei 4500 U/min aufschleudern; 20 s belichten, Chlorbenzol 3 min bei 90 °C ausheizen und 105 s entwickeln.

für Mesa und Kontaktlöcher:

wie für zweite Leiterbahn, aber ohne Chlorbenzolschritt und ohne anschließendem Ausheizen. Nur 10 s belichten und 40 s entwickeln.

Aufdampfen der Kontaktpads

- Proben mit Fixogum auf den Halter kleben und einbauen
- Aufdampfanlage (UNIVEX 550) bis $< 5 \cdot 10^{-6}$ mbar abpumpen

- Aufdampfen bis zur gewünschten Dicke des Materials bei folgenden Raten: Cr 0,05 nm/s, Au 0,2 nm/s.

Sputtern der ferromagnetischen Kontaktschichten:

- Proben mit Fixogum auf den Tantal-Halter kleben und einbauen.
- Schleuse bis $< 2 \cdot 10^{-6}$ mbar abpumpen, einschleusen
- Vor dem Sputtern As unter RHEED-Überwachung bei ca. 250 °C abheizen und anschließend den Wafer abkühlen lassen.

Sputtern der Fe-Schicht:

- Sputtern bei Raumtemperatur bis zur gewünschten Dicke des Materials bei folgenden Leistungen: Fe 5 Watt, Co 10 Watt (erste 10 nm), dann 25 Watt, Au 10 Watt (erste 5,6 nm), 25 Watt (für folgende 14 nm) und dann 50 Watt (Rest).

Sputtern der FeCo-Schicht:

- Sputtern bei Raumtemperatur bis zur gewünschten Dicke des Materials bei folgenden Leistungen: FeCo 5 Watt, Au 5 Watt (erste 8 nm), 10 Watt (Rest)

Sputtern der FePt-Schicht:

- Sputtern bei Raumtemperatur bis zur gewünschten Dicke des Materials bei folgenden Leistungen: FePt 5 Watt, Au 5 Watt (erste 8 nm), 10 Watt (Rest)

Lift-off

- in heißes Aceton (auf 60 °C-Heizplatte) legen
- warten bis sich Metallschicht ablöst
- mit Aceton Reste abspritzen
- in Propanol lagern
- im Lichtmikroskop kontrollieren, ob Lift-off funktioniert hat, sonst von vorne anfangen

- mit Stickstoff trockenblasen

Prozessschritte

1. Wafer abdünnen und Probenstücke herausbrechen

- Dicke des Wafers mit Messuhr bestimmen
- jeweils ein Viertel des Wafers mit Gatan-Wachs bei 150 °C (auf Heizplatte) auf eine Glasplatte kleben
- Entfernen des überschüssigen Wachs zunächst mit Hilfe eines mit Aceton getränkten Wischtuchs und dann in heißem Aceton
- da Aceton unter den Rand des Wafers kriecht, wird die Glasplatte anschließend nochmals auf die 150 °C-Heizplatte gelegt, das Wachs wird durch die Kapillarkräfte bis zum Waferrand gezogen
- Höhe des Wafers gegenüber Glasplatte mit Messuhr bestimmen
- weitere Glasplatte mit Baumwollwisch Tuch bespannen
- Wischtuch mit einer Brom:Methanol-Mischung im Verhältnis 1:9 tränken
- Wafer durch gleichmäßige Polierbewegung abdünnen, etwa alle 30 s frische Ätzmischung auf das Wischtuch spritzen
- nach 2 min gründlich mit Methanol abspülen, Dicke messen und Ätzrate bestimmen (etwa 50-100 µm/min, je nach Anwender)
- entsprechend der Rate auf etwa 150 µm abdünnen
- Wafer bei 150 °C von Glasplatte lösen
- in heißem Aceton reinigen
- mit Propanol abspülen und mit Stickstoff trockenblasen
- Photolack bei 1000 U/min zum Schutz vor Staub aufschleudern und 2 min bei 90 °C auf der Heizplatte trocknen

- Wafer ritzen und in (5 x 5) mm² große Stücke brechen

2. Ersten Kontakt herstellen

- für Schritt 4 Dicke der einzelnen Probenstücke bestimmen
- Standardreinigung
- Photolithografie auf Au
- Cr(15 nm)/Au(90 nm) als Ätzmaske aufdampfen
- Lift off
- Ar-Ionen Ätzen mit CAIBE (Rezept 21): 5 x 30 s mit je 30 s Pause
- Aus CAIBE ausbauen und 2 min in Zitronensäure :H₂O₂ = 10:1 (44 ml)
- Wieder in CAIBE einbauen und wie oben mit Rezept 21 5 x 30 s mit je 30 s Pause ätzen
- dann restliches Fe mit Zitronensäure :H₂O₂ = 10:1 (44 ml) ätzen, etwa 1-2 min.
Zum Test ob Fe komplett entfernt ist, Widerstand zwischen einzelnen Strukturen messen

3. Probe auf Trägersubstrat kleben

- (4 x 4) mm² große Stücke semiisolierendes GaAs reinigen
- darauf die (5 x 5) mm² großen Proben mit MBond 600 aufkleben
- Probe eingeklemmt 4 h bei 80 °C im Ofen trocknen
- eventuelle Kleberreste mit dem Skalpell entfernen

4. Substrat zurückätzen

- Probe mit Polyester-Wachs bei 56 °C auf einen etwa (3 x 3) cm² großen Objektträger kleben

- 30 s in $\text{HCl}:\text{H}_2\text{O} = 1:1$ ätzen, 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- Ätzen in $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{NH}_4\text{OH} = 3:1$ (80 ml), Probe mit zu ätzender Seite nach oben lagern, Ätze langsam rühren, im Wasserbad (20°C) kühlen (Vorsicht: stark exotherme Reaktion!), bei einer Ätzrate von $7,4\ \mu\text{m}/\text{min}$ solange ätzen, dass vom ursprünglichen Wafer noch etwa $30\ \mu\text{m}$ übrig bleiben, 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- Ätzen in $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{NH}_4\text{OH} = 95:5$ (80 ml), Ätze im Wasserbad (20°C) kühlen, nicht rühren, Probe mit der Pinzette langsam bewegen; solange ätzen, bis an einer Stelle die $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ -Stoppschicht sichtbar wird (dort ist die Probe wieder spiegelnd glatt und rötlich), Dauer etwa (5-10) min; 30 s in Reinstwasser spülen, mit Stickstoff trockenblasen

5. Zweiten Kontakt herstellen

- Photolackmaske für Kontaktlöcher herstellen
- Kontaktlöcher wie in Schritt 2 bis zum HF-Schritt ätzen, dabei im Gelblichtbereich arbeiten, damit nachfolgende Photolithografie möglich ist
- große Kontaktbereiche ($\varnothing 30\ \mu\text{m}$) für 10 s belichten und entwickeln
- in $\text{HF}(1\%)$ 30 s ätzen, in Reinstwasser 30 s spülen, mit Stickstoff trockenblasen
- sofort in Sputteranlage einbauen
- Sputtern von Au mit anfänglich 10 Watt (5 min 20 s), dann 25 Watt (3 min) und zuletzt 50 Watt (16 min)
- Lift-off

6. Mesa ätzen

- Photolackmaske für Mesa herstellen
- Ätzen in

– $\text{HCl} : \text{H}_2\text{O} = 1:1$, 30 s

- Zitronensäure : H_2O_2 = 10:1, 40 s
- HF(1%), 25 s
- Zitronensäure : H_2O_2 = 10:1, 10 s

dazwischen jeweils 30 s in Reinstwasser spülen und trockenblasen

- Reinigung

7. Kontaktpads herstellen

- Lift-off-Maske für Kontaktpads herstellen (mit Chlorbenzolschritt, Lift-Off sonst nicht möglich)
- 15 nm Cr und 150 nm Au in der UNIVEX aufdampfen
- Lift-off

8. Elektrische Charakterisierung

- Elektrische Charakterisierung der Proben am Spitzenmessplatz
- Auswahl der zu kontaktierenden Tunnelelemente

9. Für Messung kontaktieren

- Proben entsprechend Schritt 8 ritzen und brechen
- mit PMMA in Chipcarrier kleben
- mit Ultraschallbonder die Kontaktpads und die Kontakte des Chipcarriers mit Golddrähten verbinden
- falls notwendig zusätzlich Drähte an den Kontaktpads mit Leitsilber fixieren (Aushärten über Nacht bei Zimmertemperatur)

Literaturverzeichnis

- [1] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach und W. Zinn:
Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange
Phys. Rev. B 39, 4828 (1988).
- [2] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas:
Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices
Phys. Rev. Lett. 61, 2472 (1988).
- [3] M. Julliere:
Tunneling Between Ferromagnetic Films
Phys. Lett. 54A, 225 (1975).
- [4] C. Gould, C. Rüster, T. Jungwirth, E. Girgis, G.M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt and L.W. Molenkamp:
Tunneling Anisotropic Magnetoresistance: A Spin-Valve-Like Tunnel Magnetoresistance Using a Single Magnetic Layer
Phys. Rev. Lett. 93, 117203 (2004).
- [5] J. Moser, A. Matos-Abiague, D. Schuh, W. Wegscheider, J. Fabian and D. Weiss:
Tunneling Anisotropic Magnetoresistance and Spin-Orbit Coupling in Fe/GaAs/Au Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett 99, 056601 (2007).
- [6] A. Matos-Abiague and J. Fabian:
Anisotropic tunneling magnetoresistance and tunneling anisotropic magnetoresistance: Spin-orbit coupling in magnetic tunnel junctions
Phys Rev B 79, 155303 (2009).
- [7] Jaroslav Fabian, Alex Matos-Abiague, Christian Ertler, Peter Stano, Igor Zutic:
Semiconductor Spintronics

- acta physica slovac vol. 57 No. 4 & 5, 565 – 907 (2007).
- [8] C. B. Duke.:
Tunneling in Solids
New York Academic Press (1969).
- [9] E.L. Wolf:
Principles of Electron Tunneling Spectroscopy
Oxford University Press (1985).
- [10] R. Gross und A.Marx:
Spinelektronik - Vorlesungsskript zur Vorlesung im SS 2004
<http://www.wmi.badw.de/teaching/Lecturenotes/index.html>.
- [11] John G. Simmons:
Generalized Formula for the electric Tunnel Effect between Similar Electrodes
J. of Appl. Phys., Volume 34, Number 6, 1793 (1963).
- [12] Simmons, John G.:
Electric Tunnel Effect between Dissimilar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film
J. Appl. Phys. 34, 2581 (1963).
- [13] W. F. Brinkman, R. C. Dynes und J. M. Rowell:
Tunneling Conductance of Asymmetrical Barriers
J. Appl. Phys., 41, 1915 (1969).
- [14] S.L. Kurtin, T.C. McGill und C.A. Mead:
Direct Interelectrode Tunneling in GaSe
Phys. Rev. B 3 (10), 3368-3379 (1971).
- [15] N.W. Ashcroft und N.D. Mermin:
Festkörperphysik
Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2. Auflage (2005).
- [16] Stephan Kreuzer:
Spinpolarisiertes Tunneln durch einkristalline Halbleiterbarrieren
Dissertation, Universität Regensburg, 2001.
- [17] Simmons, John G.:
Generalized Thermal J-V-Characteristic for the Electron Tunnel Effect
J. Appl. Phys. 35 (9), 2655-2658 (1964).
- [18] R. Stratton:
Volt-current characteristic for tunneling through insulating films
J. Phys. Chem. Solids 23, 1177-1190 (1962).
- [19] Otfried Madelung (Hrsg.):

Semiconductors - Basic Data

2nd ed., Springer-Verlag Berlin, 1996.

- [20] J. M. MacLaren, X.-G. Zhang, and W. H. Butler:
Validity of the Julliere model of spin-dependent tunneling
Phys. Rev. B 56, 11827 (1997).
- [21] Evgeny Y. Tsymbal, Oleg N. Mryasow und Patrick R. LeClair:
Spin-dependent tunnelling in magnetic tunnel junctions
J.Phys: Condens. Matter 15, R109-R142 (2003).
- [22] W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess and J. M. MacLaren:
Spin-dependent tunneling conductance of Fe|MgO|Fe sandwiches
Phys. Rev. B 63, 054416 (2001).
- [23] X-G Zhang und W.H. Butler:
Band structure, evanescent states, and transport in spin tunnel junctions
J.Phys.: Condens. Matter 15, R1603-R1639 (2003).
- [24] W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess and J. M. MacLaren:
Reduction of electron tunneling current due to lateral variation of the wave function
Phys. Rev. B 63, 092402 (2001).
- [25] V. Heine:
On The General Theory Of Surface States and Scatterinig Of Electrons
Proc. Phys. Soc. 81, 300-310 (1963).
- [26] Ph. Mavropoulos, N. Papanikolaou und P.H. Dederichs:
Complex Band Structure and Tunneling through Ferromagnet/Insulator/ Ferromagnet Junctions
Phys. Rev. Lett. 85, 1088 (2000).
- [27] P.H.Dederichs, Ph. Mavropoulos, O. Wunnicke, N. Papanikolaou, V. Bellini, R. Zeller, V. Drchal, J. Kudrnovsky:
Importance of complex band structure and resonant states for tunneling
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 240 (2002), 108-113; J. Phys.: Condens. Matter 16, 4643–4659 (2004).
- [28] Phivos Mavropoulos:
persönliche Mitteilung
2007.
- [29] Christian Heiliger:
Elektronentransport durch planare Tunnelkontakte: Eine ab initio Beschreibung
Dissertation, Universität Halle-Wittenberg, 2007.

- [30] O. Wunnicke, Ph. Mavropoulos, R. Zeller and P. H. Dederichs:
Ballistic spin injection from Fe into ZnSe(001), (111), and (110), and into GaAs(001)
J. Phys.: Condens. Matter 16, 4643–4659 (2004).
- [31] V. Da Costa, Y. Henry, F. Bardou, M. Romeo and K. Ounadjela :
Experimental evidence and consequences of rare events in quantum tunneling
Eur. Phys. J. B 13, 297-303.
- [32] S. Cardoso, P. P. Freitas, C. de Jesus, P. Wei and J. C. Soares :
Spin-tunnel-junction thermal stability and interface interdiffusion above 300 °C
Appl. Phys. Lett. 76, 610 (2000).
- [33] J. J. Sun, K. Shimazawa, N. Kasahara, K. Sato, S. Saruki, T. Kagami, O. Redon, S. Araki, H. Morita and M. Matsuzaki :
Low resistance and high thermal stability of spin-dependent tunnel junctions with synthetic antiferromagnetic CoFe/Ru/CoFe pinned layers
Appl. Phys. Lett. 76, 2424 (2000).
- [34] J. Schmalhorst, H. Brückl, M. Justus, A. Thomas, G. Reiss, M. Vieth, G. Gieres and J. Wecker :
Evolution of the dielectric breakdown in Co/Al₂O₃/Co junctions by annealing
J. Appl. Phys. 89, 586 (2001).
- [35] Christian Heiliger, Peter Zahn, Bogdan Yu. Yavorsky, and Ingrid Mertig:
Interface structure and bias dependence of Fe/MgO/Fe tunnel junctions: Ab initio calculations
Phys. Rev. B 73, 214441 (2006).
- [36] Athanasios N. Chantis, Kirill D. Belashchenko, Darryl L. Smith, Evgeny Y. Tsymbal, Mark van Schilfgaarde and Robert C. Albers:
Reversal of Spin Polarization in Fe=GaAs (001) Driven by Resonant Surface States: First-Principles Calculations
Phys. Rev. Lett. 99, 196603 (2007).
- [37] P.M. Tedrow und R. Meservey:
Spin-dependent Tunneling into Ferromagnetic Nickel
Phys. Rev. Lett. 26, 192 (1971).
- [38] R. Meservey, P.M. Tedrow und Peter Fulde:
Magnetic Field Splitting of The Quasiparticle States in Superconducting Aluminum Films
Phys. Rev. Lett. 25, 1270 (1970).
- [39] R. Meservey und P. M. Tedrow:

-
- Spin-polarized electron tunneling*
Physics Reports 238 (4), 173-243 (1994).
- [40] Mary Beth Stearns:
Simple Explanation of Tunneling Spin-Polarization of Fe, Co, Ni and its Alloys
J. Magn. Magn. Mater. 5, 167-171 (1977).
- [41] T. Miyazaki, N. Tezuka:
Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction
J. Magn. Magn. Mater. 139, L231 (1994).
- [42] J.S. Moodera, Lisa R. Kinder, Terrilyn M. Wong and R. Meservey:
Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions
Phys. Rev. Lett. 74, 3273 (1995).
- [43] C. Rüster, C. Gould, T. Jungwirth, J. Sinova, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt und L.W. Molenkamp:
Very Large Tunneling Anisotropic Magnetoresistance of a (Ga;Mn)As/GaAs/(Ga;Mn)As Stack
Phys. Rev. Lett. 94, 027203 (2005).
- [44] K. Pappert, M.J Schmidt, S. Hümpfner, C. Rüster, G.M. Schott, K. Brunner, C. Gould, G. Schmidt und L.W. Molenkamp:
Magnetization-Switched Metal-Insulator Transition in a (Ga,Mn)As Tunnel Device
Phys. Rev. Lett. 97, 186402 (2006).
- [45] M N Khan, J Henk and P Bruno:
Anisotropic magnetoresistance in Fe/MgO/Fe tunnel junctions
J. Phys.: Condens. Matter 20, 155208 (2008).
- [46] B. G. Park, J. Wunderlich, D. A. Williams, S. J. Joo, K. Y. Jung, K. H. Shin, K. Olejník, A. B. Shick and T. Jungwirth:
Tunneling Anisotropic Magnetoresistance in Multilayer-(Co/Pt)/AlO_x/Pt Structures
Phys. Rev. Lett. 100, 087204 (2008).
- [47] Li Gao, Xin Jiang, See-Hun Yang, J. D. Burton, Evgeny Y. Tsymbal and Stuart S. P. Parkin:
Bias Voltage Dependence of Tunneling Anisotropic Magnetoresistance in Magnetic Tunnel Junctions with MgO and Al₂O₃ Tunnel Barriers
Phys. Rev. Lett. 99, 226602 (2007).
- [48] Athanasios N. Chantis, Kirill D. Belashchenko, Evgeny Y. Tsymbal and Mark van Schilfgaarde:
Tunneling Anisotropic Magnetoresistance Driven by Resonant Surface States: First-

- Principles Calculations on an Fe(001) Surface*
Phys. Rev. Lett. 98, 046601 (2007).
- [49] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba:
Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers
J. Phys. C: Solid State Phys. 17, 6039 (1984).
- [50] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba:
Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy
JETP Lett. 39, 78.
- [51] G. Dresselhaus:
Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures
Phys. Rev. 100, 580 (1955).
- [52] Rupert Moosbühler:
*GaAs(001)-Oberflächen-Rekonstruktionen und epitaktische Fe-Schichten auf GaAs(001):
Wachstum und magnetische Anisotropie*
Dissertation, Universität Regensburg, 2003.
- [53] J. R. Waldrop and R. W. Grant :
Interface chemistry of metal-GaAs Schottky-barrier contacts
Appl. Phys. Lett. 34, 630 (1979).
- [54] S. A. Chambers, F. Xu, H. W. Chen, I. M. Vitomirov, S. B. Anderson, and J. H. Weaver :
*Simultaneous epitaxy and substrate out-diffusion at a metal-semiconductor interface:
Fe/GaAs(001)-c(8×2)*
Phys. Rev. B 34, 6605 (1986).
- [55] Ralph Pulwey:
Magnetkraftmikroskopie an polykristallinen und epitaktischen Nanomagneten
Dissertation, Universität Regensburg, 2007.
- [56] E.M. Kneeder, B.T. Jonker, P.M. Thibado, R.J. Wagner, B.V. Shanabrook, L.J. Whitman:
*Influence of substrate surface reconstruction on the growth and magnetic properties of Fe
on GaAs(001)*
Phys. Rev. B 56, 8163 (1997).
- [57] P.M. Thibado, E. Kneeder, B.T. Jonker, B.R. Bennett, B.V. Shanabrook, L.J. Whitman:
*Nucleation and growth of Fe on GaAs(001)-(2×4) studied by scanning tunneling
microscopy*

-
- Phys. Rev. B 53, R10481 (1996).
- [58] Ken-ichi Sano and Tsugio Miyagawa :
Surface Segregations during Epitaxial Growth of Fe/Au Multilayers on GaAs(001)
 Jpn. J. Appl. Phys. 30, 1434 (1991).
- [59] Ken-ichi Sano and Tsugio Miyagawa :
RHEED Investigation of the Au(001)-p(2×2)-As Structure Induced by the Deposition-Concurrent Surface Segregation of As
 Jpn. J. Appl. Phys. 30, 2878 (1991).
- [60] Jae-Min Lee, S.-J. Oh, K. J. Kim, S.-U. Yang, J.-H. Kim and J.-S. Kim:
Kinetic stabilization of a pristine Fe film on (4×2)-GaAs(100)
 Phys. Rev. B 75, 125421 (2007).
- [61] J. J. Krebs, B. T. Jonker, and G. A. Prinz :
Properties of Fe single-crystal films grown on (100)GaAs by molecular-beam epitaxy
 J. Appl. Phys. 61, 2596 (1987).
- [62] M. Dumm, M. Zölfl, R. Moosbühler, M. Brockmann, T. Schmid, and G. Bayreuther:
Magnetism of ultrathin FeCo (001) films on GaAs(001)
 J. Appl. Phys. 87, No. 9, 5457 (2000).
- [63] C. J. Gutierrez, G. A. Prinz, J. J. Krebs, M. E. Filipkowski, V. G. Harris and W. T. Elam:
Magnetic and structural studies of epitaxial (001) Fe and (001) Fe_xCO_{1-x} alloy film structures
 J. Magn. Magn. Mater. 126, 232 (1993).
- [64] T. Nishizawa and K. Ishida:
 Bull. Alloy Phase Diagrams 5, 250 (1984).
- [65] M. Zölfl, M. Brockmann, M. Köhler, S. Kreuzer, T. Schweinböck, S. Miethaner, F. Bensch, G. Bayreuther:
Magnetic films epitaxially grown on semiconductors
 J. Magn. Magn. Mater. 175, 16 (1997).
- [66] T. B. Massalski:
Binary Alloy Phase Diagrams
 ASM International, metals Park, OH, 2nd edition, 1990.
- [67] G. H. Daalderop, P. J. Kelley, and M. F. H. Schuurmans:
Magnetocrystalline anisotropy and orbital moments in transition-metal compounds
 Phys. Rev. B 44, 12054 (1991).

- [68] A. Sacuma:
First Principle Calculation of the Magnetocrystalline Anisotropy Energy of FePt and CoPt Ordered Alloys
J. Phys. Soc. Japan 63, 3053 (1994).
- [69] R. F. C. Farrow, D. Weller, R. F. Marks, and M. F. Toney:
Control of the axis of chemical ordering and magnetic anisotropy in epitaxial FePt films
J. Appl. Phys. 79, 5967 (1996).
- [70] J.-U. Thiele, L. Folks, M. F. Toney, and D. K. Weller:
Perpendicular magnetic anisotropy and magnetic domain structure in sputtered epitaxial FePt (001) L10 films
J. Appl. Phys. 84, 5686 (1998).
- [71] C. Cebollada, D. Weller, J. Sticht, G. R. Harp, R. F. C. Farrow, R. F. Marks, R. Savoy, and J. C. Scott:
Enhanced magneto-optical Kerr effect in spontaneously ordered FePt alloys: Quantitative agreement between theory and experiment
Phys. Rev. B 50, 3419 (1994).
- [72] R. F. C. Farrow, D. Weller, R. F. Marks, M. F. Toney, S. Hom, G. R. Harp, and A. Cebollada:
Growth temperature dependence of long-range alloy order and magnetic properties of epitaxial FePt_{1-x} ($x \approx 0.5$) films
Appl. Phys. Lett. 69, 1166 (1996).
- [73] T. Shima, T. Moriguchi, S. Mitani, and K. Takanashi:
Low-temperature fabrication of L10 ordered FePt alloy by alternate monatomic layer deposition
Appl. Phys. Lett. 80, 288 (2002).
- [74] B. M. Lairson, M. R. Visokay, R. Sinclair, and B. M. Clemens:
Epitaxial PtFe(001) thin films on MgO(001) with perpendicular magnetic anisotropy
Appl. Phys. Lett. 62, 639 (1993).
- [75] M. Watanabe and M. Homma:
Perpendicular Magnetization of Epitaxial FePt(001) Thin Films with High Squareness and High Coercive Force
Jpn. J. Appl. Phys. 35, 1264 (1996).
- [76] T. Seki, T. Shima, K. Takanashi, Y. Takahashi, E. Matsubara and K. Hono:
L10 ordering of off-stoichiometric FePt (001) thin films at reduced temperature
Appl. Phys. Lett. 82, 2461 (2003).

-
- [77] M. Watanabe, M. Homma and T. Masumoto:
Perpendicularly magnetized Fe-Pt (0 0 1) thin films with $(B \cdot H)$ max exceeding 30 MG Oe
J. Magn. Magn. Mater 177, 1231 (1998).
- [78] A. Nefedov, T. Schmitte, K. Theis-Bröhl, H. Zabel, M. Doi, E. Schuster and W. Keune:
Growth and structure of L10 ordered FePt films on GaAs(001)
J. Phys.: Condens. Matter 14, 12273 (2002).
- [79] Ellen Ursula Schuster:
Struktur, Magnetismus und Grenzflächeneigenschaften epitaktischer dünner Fe- und FePt-Filme auf GaAs(001)-Substraten
Dissertation, Universität Duisburg-Essen, 2007.
- [80] M. Zöfl:
Epitaktische Fe(001)-Schichten auf GaAs(001) ohne "magnetisch tote" Lagen
Dipolmarbeit, Universität Regensburg, 1997.
- [81] Christian Pritzl:
Inbetriebnahme und Optimierung einer Sputteranlage zur Herstellung ferromagnetischer und supraleitender Schichten
Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2003.
- [82] W. Chen, M. Dumas, D. Dao and A. Kahn:
Work function, electron affinity and band bending at decapped GaAs(100) surfaces
J. Vac. Sci. Technol. B, 10, 1886 (1992).
- [83] S. Jobst:
Composite Fermions in lateralen Übergittern
Dissertation, Universität Regensburg, 2007.
- [84] Marcus Zenger:
Tunneln durch einkristalline Galliumarsenid-Barrieren
Dissertation, Universität Regensburg, 2005.
- [85] Jürgen Moser:
TMR- und TAMR-Effekt beim Tunneln durch einkristalline GaAs-Barrieren
Dissertation, Universität Regensburg, 2007.
- [86] Michael Lobenhofer:
TAMR-Effekt in epitaktischen Fe/GaAs-Systemen
Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [87] J. Wang, D. Y. Xing and H. B. Sun:

- Enhanced spin injection efficiency in ferromagnet/semiconductor tunnel junctions*
J. Phys.: Condens. Matter 15, 4841 (2003).
- [88] R. Winkler:
Spin–Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems
Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2003).
- [89] S. D. Ganichev, V. V. Bel’kov, L. E. Golub, E. L. Ivchenko, Petra Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss and W. Prettl:
Experimental Separation of Rashba and Dresselhaus Spin Splittings in Semiconductor Quantum Wells
Phys. Rev. Lett. 92, 256601 (2004).
- [90] Alex Matos-Abiadue:
persönliche Mitteilung
2012.
- [91] F. Bensch, R. Moosbühler und G. Bayreuther:
Onset of magnetic anisotropy in epitaxial Fe films on GaAs(001)
J. Appl. Phys. 91, 2002, 8754.
- [92] G. Bayreuther, M. Dumm, B. Uhl, R. Meier und W. Kipferl:
Magnetocrystalline volume and interface anisotropies in epitaxial films: Universal relation and Néel’s model
J. Appl. Phys. 93, 2003, 8230.
- [93] T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizuguchi, A. A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraishi, S. Mizukami, Y. Ando and Y. Suzuki:
Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few atomic layers of iron
Nature Nanotechnology 4, 158-161 (2009).
- [94] M. Wimmer, M. Lobenhofer, J. Moser, A. Matos-Abiadue, D. Schuh, W. Wegscheider, J. Fabian, K. Richter and D. Weiss :
Orbital effects on tunneling anisotropic magnetoresistance in Fe/GaAs/Au junctions
Phys. Rev. B 80, 121301(R) (2009).
- [95] Michael Wimmer:
Quantum transport in nano-structures: From computational concepts to spintronics in graphene and magnetic tunnel junctions
Dissertation, Universität Regensburg, 2008.
- [96] L. Eaves, K. W. H. Stevens, and F. W. Sheard:
Tunnel currents and electron tunnelling times in semiconductor heterostructure barriers

in the presence of an applied magnetic field.

The physics and fabrication of microstructures and microdevices, edited by M. Kelly and C. Weisbuch, volume 13 of Springer Proceedings in Physics (Springer, Berlin, 1986).

[97] Petra Högl:

Theory of the out-of-plane TAMR in Fe/GaAs/Au tunnel junctions
Bachelorarbeit, Universität Regensburg, 2011.

[98] Petra Högl:

persönliche Mitteilung
2012.

[99] M. Gmitra, A. Matos-Abiad, C. Ambrosch-Draxl, J. Fabian:

Spin-orbit fields in ferromagnetic metal/semiconductor junctions
unpublished.

[100] A. Matos-Abiad, M. Gmitra and J. Fabian:

Angular dependence of the tunneling anisotropic magnetoresistance in magnetic tunnel junctions
Phys. Rev. B 80, 045312 (2009).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die mich auf die eine oder andere Weise während meiner Promotion unterstützt haben:

Mein größter Dank gilt Prof. Dr. Dieter Weiss für das sehr interessante Thema und die Betreuung meiner Arbeit. Er stand mir stets mit Rat und Tat zur Seite und gewährte mir die nötigen Freiheiten, auch eigene Ideen umzusetzen.

Prof. Dr. Dominique Bougeard, Prof. Dr. Werner Wegscheider, Dr. Dieter Schuh und Martin Utz für das Wachstum und die Bereitstellung der verwendeten Halbleiterheterostrukturen

Prof. Jaroslav Fabian, Prof. Klaus Richter, Dr. Alex Matos-Abiague, Dr Martin Gmitra, Dr. Michael Wimmer und Petra Högl für die Erstellung und Weiterentwicklung des theoretischen Modells zur Beschreibung des TAMR und die zahlreichen Nachhilfestunden in Sachen Theorie.

Prof. Dr. Christian Back, Dr. Georg Woltersdorf, Markus Härtinger und Jean-Yves Chauleau für die Durchführung und Planung von Messungen zu den magnetischen Eigenschaften der Proben.

Bei allen Lehrstuhlangehörigen für das sehr kollegiale Verhältnis und die Unterstützung in physikalischen und technischen Fragen

Beim technischen Personal des Lehrstuhls. In Reinraum-Fragen vor Allem bei Uli Gürster und Cornelia Linz. Besonderer Dank gilt an dieser Stelle Michael Weigl, der mir stets mit Rat und Tat bei der technischen Wartung der Sputteranlage zur Seite stand

Ein großes Dankeschön an unsere Sekretärinnen Claudia Rahm und Elke Haushalter für die Unterstützung in verwaltungstechnischen Fragen und ihre freundliche Art
Bei meinem ehemaligen Diplomanden und anschließend Doktoranden-Kollegen Hupfi für das Korrekturlesen der Arbeit und für seine treue Freundschaft

Bei meiner Frau Tina für ihre Liebe, ihre Unterstützung in allen Lebenslagen, ihre Geduld und für das Korrekturlesen der Dissertation

Bei meinen Eltern, die mir das Studium ermöglichen haben und mich auf meinem gesamten Lebensweg tatkräftig unterstützt haben.